PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21 — 1. November 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 23 am 14. November 1932. — 33. Jahrgang

INHALT:

Vorträge u. Diskussionen des VIII. Deutschen Physikertages in Bad Nauheim, vom 20.–24. September 1932:

M. v. Laue, Zur Deutung einiger Versuche über Supraleitung. (Vortrag gehalten bei Überreichung der Planck-Medaille.) S. 793.

W. Rogowski, Die Zündung einer Gasentladung. S. 797.

M. Steenbeck, Energetik der Gasentladungen. S. 809.

F. M. Penning, Zweierlei negative Charakteristiken bei selbständigen Gasentladungen. S. 816.

M. J. Druyvesteyn, Die Energiebilanz der positiven *Na*-Säule. S. 822.

G. Mierdel, Über die Wanderungsgeschwindigkeit suspendierter Staubteilchen in Elektrofiltern. S. 823.

L. Bergmann, Über die Verwendung der Selen-Sperrschicht-Photozelle zu physikalischen Messungen. S. 824.

H. Senftleben, Bildung von Doppelmolekülen in Gasen unter der Einwirkung elektrischer Felder. S. 826.

W. Braunbek, Die elektrische Leitfähigkeit des Quecksilbers bei hohen Temperaturen und Drucken. S. 830.

Cl. Münster, Ein Beitrag zum Äquivalenzprinzip der optischen Abbildung. S. 831.

R. Mecke und W. Baumann, Das Rotationsschwingungsspektrum des Wasserdampfes. S. 833.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Eine Quarzuhr für Zeit- und Frequenzmessung sehr hoher Genauigkeit. S. 835.

A. Bühl, Beugungsversuche mit langsamen Elektronen. S. 842.

W. Pupp, Über laufende Schichten in der positiven Säule von Edelgasen. S. 844.

Besprechungen:

Handbuch der anorganischen Chemie. Hrsg. von R. Abegg, Fr. Auerbach u. J. Koppel. 4. Bd., 3. Abt., 2. Teil, B, Lieferung 2. S. 847.

J. N. Rakshit, Association Theory of Solution and Inadequacy of Dissociation Theory. S. 848.

A. v. Antropoff und M. v. Stackelberg, Nachträge zum Atlas der Physikalischen und Anorganischen Chemie für die Jahre 1929–1931. S. 848.

G. Mie, Elektrodynamik. Handbuch der Experimentalphysik. Bd. II, Teil I. S. 848.

Personalien. S. 848.

Gesuche. S. 848.

Angebote. S. 848.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES VIII. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN BAD NAUHEIM, VOM 20.–24. SEPTEMBER 1932.

Vortrag gehalten bei Überreichung der Planck-Medaille.

M. v. Laue (Berlin), Zur Deutung einiger Versuche über Supraleitung.

a) Ihre Zerstörung durch ein Magnetfeld.

De Haas und Voogd[1]) veröffentlichten 1931 Messungen über die magnetische Aufhebung der Supraleitung an Zinneinkristallen, und zwar sollte bei einem Teil ihrer Versuche das magnetische Feld parallel zum Metalldraht, bei dem anderen senkrecht dazu liegen, ohne daß die Autoren (nach eigener Angabe) diese Richtungen sehr genau eingestellt hätten. Der Widerstand hängt in beiden Fällen in verschiedener Weise von dem Magnetfeld ab (siehe Fig. 1, 2 und 3). Wir möchten hier zeigen, wie sich ein Teil dieses Unterschieds einfach aus der Hypothese ergibt, daß sich das Metall bei den in Rede stehenden Temperaturen und nicht zu hohen Feldstärken als vollkommener Leiter im Sinne der Maxwellschen Theorie verhält.

Liegt ein vollkommener Leiter zunächst im feldfreien Raum und erregt man dann ein beliebiges elektromagnetisches Feld in seiner Umgebung, so bleiben Null: 1. die tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$, 2. die Normalkomponente $\mathfrak{B}_n$ der magnetischen Induktion. Denn es ist nach den Maxwellschen Gleichungen $\frac{d\mathfrak{B}_n}{dt} = -c\,\mathrm{rot}_n\,\mathfrak{E}$, folglich Null. Und da anfangs $\mathfrak{B}_n = 0$ war, gilt dies immer.

[1]) W. J. de Haas u. J. Voogd, Communications Leiden 212c, 1931. Wir entnehmen die Figuren aus dieser Arbeit. Vgl. auch W. Meißner, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **11**, 219, 1932. Entsprechende Kurven für polykristalline Körper sind weniger einfach, was wohl mit der Deformation der einzelnen Kristallite und anderen Komplikationen zusammenhängt.

Wir denken uns nun einen Supraleiter einem von Null an allmählich anwachsenden Magnetfelde ausgesetzt. Wann kann dies Feld die Supraleitung aufheben? Da es keine Normalkomponente besitzt, muß wohl die tangentielle Komponente H_{tang} an irgendeiner Stelle der Oberfläche einen kritischen Wert H_k überschreiten. H_k ist nach den Versuchen von der Temperatur und

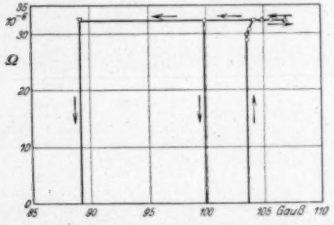


Fig. 1.

Einfluß eines longitudinalen Feldes auf die Supraleitfähigkeit eines Zinneinkristalls bei 2,92° abs.

dem Material abhängig; es steht noch aus, ob auch von der kristallographischen Orientierung der Feldstärke. Wir wollen die folgende Überlegung ohne Berücksichtigung dieser Möglichkeit durchführen.

Nicht ankommen kann es aber daneben auf den elektrischen Oberflächenstrom[1]). Denn dieser ist nach Richtung und Stärke vollkommen durch die Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke bedingt. Durchsendung eines Probe-

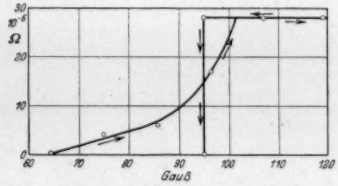


Fig. 2.

Einfluß eines transversalen Feldes auf die Supraleitfähigkeit eines Zinneinkristalls bei 2,89° abs.

stromes[2]) durch den Leiter bedeutet nichts anderes als Änderung von H_{tang} an allen davon betroffenen Punkten der Oberfläche.

Bringt man nun in ein homogenes Magnetfeld einen supraleitenden Kreiszylinder so, daß dessen Achse und die Feldstärke parallel sind, so erfährt dies Magnetfeld keinerlei Deformation. Seine Komponente normal zur Zylinderfläche ist ja ohnehin Null. Im Inneren freilich existiert kein Feld.

Bringt man hingegen denselben Zylinder so in das Magnetfeld, daß seine Achse zur Feldstärke senkrecht wird, so tritt eine Deformation des homogenen Feldes ein. Die Kraftlinien müssen den Zylinder umgehen, werden also zusammengedrängt; die altbekannte Lösung dieses Potentialproblems[1]) lehrt, daß die tangentielle Komponente $2H \cdot \sin\vartheta$ ist, wenn H die Feldstärke weitab vom Zylinder, ϑ den Winkel zwischen der Feldrichtung und dem Lot des fraglichen Oberflächenelements bezeichnet. Ihr Maximalwert ist $2H$.

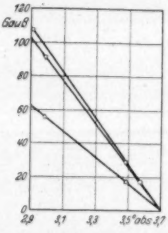


Fig. 3.

Temperaturabhängigkeit des Schwellenwertes des Magnetfeldes für einen Zinneinkristall.

Man mißt in beiden Fällen die Feldstärke H weitab vom Zylinder. In der Nähe des Zylinders ist das Feld zwar noch beeinflußt durch den im Drahte fließenden Probestrom. Doch wollen wir diesen Einfluß hier als unmerklich klein voraussetzen. Wir werden danach erwarten, daß die erste Spur eines Widerstandes im transversalen Falle bei einer halb so großen gemessenen Feldstärke auftaucht wie im longitudinalen. Im longitudinalen Falle nämlich mißt man den kritischen Wert H_k unmittelbar, im transversalen $\frac{1}{2}H_k$.

Fig. 3 zeigt zwei Kurven, welche die gemessene Feldstärke, bei der ein Widerstand gerade zu merken war, als Funktion der Temperatur (von 2,9 bis 3,7 Grad) darstellen[2]). Die eine gilt für longitudinale, die andere für transversale Felder. Das Verhältnis der beiden gemessenen

1) Eine molekulare Theorie wird selbstverständlich auch dem Oberflächenstrom der Maxwellschen Theorie eine gewisse Dicke zuschreiben. Hier wollen wir aber die Begriffe der letzteren folgerichtig anwenden.

2) Wir denken uns den Probestrom nach Herstellung der Supraleitung eingeschaltet.

1) $\varphi = -Hr\cos\vartheta\left(1+\frac{a^2}{r^2}\right)$, wenn a den Zylinderradius, r den Abstand des Aufpunkts von der Achse bedeutet.

2) Die oberste und die unterste Kurve, die dritte bleibt hier außer Betracht.

Feldstärken ist danach unabhängig von der Temperatur 62:103. Das ist etwas mehr als $\frac{1}{2}$. Sieht man aber in Fig. 2 die Art des Anwachsens des Widerstandes mit zunehmender transversaler Feldstärke an, so erhält man den Eindruck, daß sehr wohl kleinere Widerstände bei noch etwas geringeren Feldstärken auftauchen können, sobald man genauer mißt. Auch wäre zu fragen, ob der Querschnitt des Drahtes so genau ein Kreis war, wie es für den Wert $\frac{1}{2}$ des Verhältnisses notwendig ist[1]), und ob die Richtung des Feldes genau genug festgelegt war. Andererseits ist durchaus denkbar, daß die kristallographische Ungleichwertigkeit der beiden Feldrichtungen doch das Verhältnis etwas von dem Wert $\frac{1}{2}$ entfernt[2]).

Überschreitet das longitudinale Feld den Wert H_k, so wird die obige Bedingung der Supraleitfähigkeit, $H_{\text{tang}} < H_k$, gleichzeitig längs der ganzen Oberfläche verletzt. Im transversalen Felde hingegen tritt die Überschreitung von H_k zunächst nur längs der beiden Erzeugenden des Zylindermantels ein, für welche $\vartheta = \pm \frac{1}{2}\pi$ ist. Hängt damit der sprunghafte Anstieg des Widerstandes mit wachsender Feldstärke im longitudinalen Falle und das allmähliche Anwachsen im transversalen zusammen? (Fig. 1 und 2.) Das kann wohl erst eine eingehende molekulare Theorie beantworten.

1) Bei der Ellipse $(y/b)^2 + (z/c)^2 = 1$ als Begrenzung wäre, falls das Feld H parallel der y-Achse ist,

$$H_{\text{tang}} = H\left(1 + \frac{c}{b}\right)\sin(ny),$$

falls es die z-Richtung hat,

$$H_{\text{tang}} = H\left(1 + \frac{b}{c}\right)\sin(nz),$$

n ist dabei die äußere Normale der Begrenzung.

Herr W. Meißner, dem ich auch sonst für manche anregende Unterhaltung zu Dank verpflichtet bin, machte mich darauf aufmerksam, daß auch im longitudinalen Fall infolge der endlichen Länge des supraleitenden Drahtes eine Zusammendrängung der Kraftlinien eintritt, so daß $H_{\text{tang}} > H$ wird. Ersetzt man den Draht durch ein langgestrecktes Rotationsellipsoid mit dem Achsenverhältnis 10:1, so beträgt der Unterschied von H_{tang} und H 2–3 Proz. Ist das Achsenverhältnis noch größer, so wird der Unterschied kleiner. Man braucht ihn daher vorläufig wohl noch nicht in Betracht zu ziehen.

Man leitet diese Ergebnisse aus der Theorie des Ellipsoides im homogenen magnetischen Felde her, indem man dem Ellipsoid die Permeabilität Null zuschreibt.

2) Eine weitere, Probe auf die Existenz der Grenze H_k läge in der Untersuchung einer Kugel im homogenen Felde. Bei ihr müßte man, sofern die kristallographischen Richtungsunterschiede ohne Einfluß sind, als Schwellenwert des Feldes in großem Abstande $2/3\,H_k$ messen, da der Maximalwert der tangentiellen Feldstärke an einer supraleitenden Kugel $3/2\,H$ beträgt.

Wohl aber kann unsere elementare Theorie qualitativ die Tatsache der „Hysterese" erklären, daß nämlich zwischen Widerstand und Feldstärke (bei gegebener Temperatur) kein eindeutiger Zusammenhang besteht. Gehen wir nämlich von einem starken, die Supraleitfähigkeit im ganzen Körper aufhebenden Magnetfelde aus und verringern wir dies allmählich, bis der ganze Körper supraleitend ist, so können wir nach Maxwell bei weiterer Feldschwächung im Außenraum das Feld im Inneren nicht mehr beeinflussen[1]). Wir erhalten einen supraleitenden Zustand mit innerem Felde, der von dem früher betrachteten Zustande ohne solches Feld in mancher Beziehung verschieden sein kann. Man kann nicht erwarten, auf dem Wege zu diesem neuen Zustand die alte Beziehung zwischen Widerstand und Feldstärke zu finden.

Es wäre nun sehr einleuchtend, wenn es für ein homogenes Feld im Inneren einen anderen, nur von der Temperatur, dem Körper und vielleicht von der kristallographischen Richtung abhängigen kritischen Wert H'_k gäbe, bei dessen Unterschreitung sich die Supraleitfähigkeit wieder einstellte[2]). In der Tat finden sich für abnehmende Felder gleich scharfe Sprungstellen in Fig. 1 und 2; aber in Fig. 2 liegt diese bei 95 Gauß, in Fig. 1 schwankt sie zwischen 89 und 100 Gauß. Widerspricht dieser Tatbestand auch nicht unserem Gedanken, so liegt doch vorläufig ein „Non liquet" vor.

b) Zwei Versuche von Sizoo.

Sizoo[3]) sandte durch zwei supraleitende Spulen verschiedener Drahtstärke, die nebeneinander geschaltet waren, einen Strom. Dessen

1) Schon G. Lippmann (C. R. **168**, 78, 1919) hat diese wie andere Folgerungen aus der Hypothese des vollkommenen Leiters klar ausgesprochen. Er weist u. a. darauf hin, daß ein Supraleiter mit „eingefrorenem" innerem Magnetfeld einen permanenten Magneten bildet. Der bekannte Versuch von Kamerlingh Onnes und Tuyn (Comm. Leiden 50a, 1924: siehe auch bei Meißner [l. c.], S. 243 u. 244) beweist in diesem Sinne einfach die Konstanz des magnetischen Momentes. Natürlich besteht zwischen dieser Deutung und der von den genannten Autoren gegebenen, welche von der Konstanz der Strombahnen spricht, kein Wesensunterschied.

2) Einem homogenen Felde im Außenraum entspricht, da die Suszeptibilität der fraglichen Metalle praktisch Null ist, ein ebensolches im Inneren. Im Gegensatz zu H_k könnte der Wert H'_k auch noch abhängen von der Größe und der Richtung der (räumlichen) Stromdichte am gleichen Orte, weil zwischen der magnetischen Feldstärke und der Stromdichte an einem Orte keine Beziehung besteht.

3) G. J. Sizoo, Onderzeekingen over den supraleidenden toestand van metalen, Diss. Leiden 1926, S. 111. Desgleichen W. Meißner, l. c. S. 249.

Verteilung auf den beiden Spulen konnte er durch Ausmessung des magnetischen Feldes bestimmen. Ein magnetisches Feld ließ sich aber nicht nachweisen. Da die beiden Selbstinduktionskoeffizienten mit dem der gegenseitigen Induktion (nahezu) in der Beziehung standen

$$p_{11} = p_{22} = -p_{12},$$

konnte die magnetische Energie

$$\frac{1}{2}\left\{p_{11}I_1^2 + p_{22}I_2^2 + 2p_{12}I_1I_2\right\} = \frac{1}{2}p_{11}(I_1 - I_2)^2$$

in der Tat für $I_1 = I_2$ verschwinden.

Dieser Versuch verwirklicht ein Beispiel für den Satz, der bei Vernachlässigung der induktiven Koppelung der Supraleiter mit der nicht supraleitenden Stromzuführung gilt:

Zwischen mehreren parallelgeschalteten Supraleitern verteilt sich ein vorgegebener Strom so, daß die magnetische Energie ein Minimum[1]) wird.

Soll nämlich $\frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{N} p_{ik}I_iI_k$ bei vorgegebenem $\sum_{k=1}^{N} I_k = I$ ein Minimum werden, so findet man bei Einführung des Lagrangeschen Faktors λ als Bestimmungsgleichungen für die Stromstärken I_k:

$$\sum_{k=1}^{N} p_{ik}I_k = \lambda, \quad i = 1, 2 \ldots N. \qquad (1)$$

Legt man andererseits an die gemeinsamen Enden der anfangs stromfreien Supraleiter eine allmählich wachsende und wieder zu Null abklingende elektrische Spannungsdifferenz E, so lauten die Induktionsgleichungen (unter Fortlassung der Widerstandsglieder):

$$\sum_{k=1}^{N} p_{ik}\frac{dI_k}{dt} = E.$$

Durch Integration schließt man daraus:

$$\sum_{k=1}^{N} p_{ik}I_k = \int_0^t E\,dt. \qquad (2)$$

1) Ein Maximum gibt es nicht, weil $\Sigma p_{ik}I_iI_k$ positiv definit ist.

Dies sind, abgesehen von der Bedeutung der rechten Seite, dieselben Gleichungen wie (1).

Dafür, daß $\int_0^t E\,dt$ bei wachsender Zeit t einem endlichen Werte zustrebt, sorgt die nichtsupraleitende Stromzuführung. Sie verhindert nämlich, daß die Gesamtstromstärke über alle Grenzen wächst. Nach (2) steht $\int_0^\infty E\,dt$ mit dem schließlich erreichten Gesamtstrom I_∞ in dem Zusammenhang

$$I_\infty = \sum_1^N I_{k\infty} = \frac{1}{P}\sum_{i,k} P_{ik}\cdot\int_0^\infty E\,dt,$$

wobei P die Determinante der p_{ik}, P_{ik} eine Unterdeterminante bedeutet. Das erwähnte Energieminimum beträgt $\frac{P}{2\sum_{i,k} P_{ik}} J_\infty^2$.

Der Unterschied gegenüber dem von Kirchhoff für gewöhnliche Leiter abgeleiteten Verteilungsgesetz wird besonders dadurch deutlich, daß die Auflösung der Gleichungen (1) sehr wohl für einige der I_k negative Werte ergeben kann. Diese Ströme fließen in umgekehrter Richtung wie der zugeleitete Gesamtstrom I. Dieser Fall tritt z. B. ein, wenn man für zwei Strombahnen in irgendeiner Einheit $p_{11} = 100$, $p_{22} = 1$, $p_{12} = 9$ setzt[1]). Dann müssen sich die Stromstärken verhalten wie

$$I_1 : I_2 : I = (-8) : (+91) : (+83).$$

Weiß man somit, wie sich ein zugeführter Strom I verteilt, so kann man auch sagen, was geschieht, wenn man einen vorhandenen Strom außerhalb des supraleitenden Systems abschaltet. Denn dies bedeutet die Überlagerung des Stromes $(-I)$ über den vorhergehenden Zustand. Dies gibt uns die einfachste Deutung für einen anderen Versuch Sizoos. Er hatte einen Strom I vor Herstellung der Supraleitung den beiden genannten Spulen zugeführt und dabei, da sich dieser gemäß den Widerständen verschieden auf die Spulen verteilte, ein magnetisches Feld erhalten. Nach Herstellung der Supraleitung unterbrach er ihn. Nun haben wir oben gesehen, daß dann Zuleitung eines Stromes $(-I)$ kein magnetisches Feld erzeugt. Folglich mußte diese Unterbrechung das Feld unverändert lassen. Dem entsprach das Versuchsergebnis.

1) I_1 wird negativ, wenn $p_{12} > p_{22}$ ist.

Zusammenfassende Berichte.

W. Rogowski (Aachen), Die Zündung einer Gasentladung.

1. Problemstellung.

Die Zündung einer Gasentladung ist dem Namen nach ein optisches Phänomen: die vorher dunkle Funkenstrecke wird plötzlich von einem Leuchten erfüllt. Der Erfahrung nach ist mit diesem optischen Phänomen ein elektrisches gekoppelt: die vorher nichtleitende Gasstrecke wird plötzlich leitend (Durchschlagsphänomen). Im folgenden stellen wir uns auf den Standpunkt, daß das elektrische und nicht das optische Phänomen für den Zündvorgang von ausschlaggebender Bedeutung ist. Wir nehmen an, daß es die beim Durchschlag entstehende hohe Elektronendichte ist, die im wesentlichen das sichtbare Leuchten hervorruft. Dementsprechend fragen wir: wie kommt es, daß bei Anlegung genügend hoher Spannung aus der isolierenden Gasstrecke plötzlich ein guter Leiter wird?

Es ist üblich, dem einen Grenzfall (Isolator) auch jene kleinen unselbständigen Strömungen zuzuordnen, die bei genügend kleiner Fremdionisierung erst bei höheren Spannungen in merklicher, wenn auch schwacher Intensität die Gasstrecke durchsetzen.

Im zweiten Grenzfall (Leiter) läßt die Gasstrecke selbst bei niedrigen Spannungen unter Umständen außerordentlich große Ströme hindurch. Die Eigenschaften der Gasstrecke werden in diesem Gebiet von den Gesetzmäßigkeiten der Bogen- oder Glimmentladung beherrscht. Fassen wir die Bogenentladung wie üblich als Ausartung der Glimmentladung auf, so können wir den zweiten Grenzfall unmittelbar mit der Glimmentladung identifizieren.

Eine befriedigende Erklärung der Zündung wird daher sowohl von den kleinen unselbständigen Strömen vor dem Zündvorgang, wie von den Eigenschaften der Glimmentladung nach dem Zündvorgang Rechenschaft geben müssen und den Sprung von der einen Strömungsart in die andere glaubhaft zu beschreiben haben.

2. Townsends Theorie.

Townsend war der erste, der dieses Problem mit großem Erfolg bearbeitet hat. Damit eine Zündung bei den üblichen Spannungen überhaupt erfolgen kann, muß nach ihm wenigstens ein einziges Elektron oder ein einziges Ion im Feld der Gasstrecke vorhanden sein. Wir setzen ein Anfangselektron voraus, das der Kathode entweichen soll.

Ist die Spannung klein genug, so wird dieses Anfangselektron im Zickzackkurs durch das Gedränge von Molekeln und Atomen in der Gasstrecke von der Kathode zur Anode wandern, ohne daß sich dabei irgend etwas Besonderes zu ereignen braucht.

Wächst die Spannung, so kann das Anfangselektron auf seinen freien Weglängen so viel Wucht ansammeln, daß es bei seinem Aufprall auf Atome oder Molekeln diese zertrümmert und so durch Stoßionisierung ein Elektron aus dem Atomverbande befreit. Altes und neues Elektron setzen ihren Weg zur Anode fort und können bei genügend hoher Spannung immer wieder aufs neue Elektronen durch Stoßionisierung befreien usf. Es bildet sich die Elektronenlawine[1]). Bekanntlich kommen dann bei einem einzigen Anfangselektron an der Anode nach Townsend an

$$e^{\alpha L} \qquad (1)$$

Elektronen (α Ionisierungskoeffizient der Elektronen, L Elektrodenabstand, $e = 2{,}718\ldots$). Wird an der Kathode nicht nur ein einziges Mal, sondern in gewissen Zeitabständen regelmäßig immer wieder ein neues Elektron ausgelöst (Stromdichte i_0), so ergibt sich infolge Stoßionisierung eine Dauerstromdichte

$$i = i_0 e^{\alpha L}. \qquad (2)$$

Das alles ist noch immer unselbständige Strömung und keine Zündung. Das für die Zündung Wesentliche ereignet sich nach Townsend erst bei noch höherer Spannung.

Wächst die Spannung noch weiter, so vermögen schließlich auch die positiven Ionen, die bei der Stoßionisierung als Atomreste entstehen, ihrerseits durch Stoßionisierung zu ionisieren. Wir berücksichtigen nur die sogenannte Oberflächenionisierung der positiven Ionen, bei der die Ionen aus dem Metall der Kathode Elektronen befreien. Es möge ein einzelnes Ion γ Elektronen durch Oberflächenionisierung hervorrufen. Der dunkle Vorstrom i steigt sodann

1) Zusammenfassende Darstellungen bei Townsend, Handbuch der Radiologie I, 1920. — Schumann, Elektrische Durchbruchsfeldstärke von Gasen. — Seeliger, Gasentladungen. — Mierdel, Handbuch der Experimentalphysik XIII, 3.

über den in (2) angegebenen Betrag hinaus und hat nach Townsend die Größe[1])

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha L}}{1 - \gamma (e^{\alpha L} - 1)} . \qquad (3)$$

Es sei der Abstand L der Elektroden vorgegeben. Es möge die Spannung U wachsen und mit ihr die Feldstärke E und mit dieser wiederum die Werte der Ionisierungskoeffizienten der Elektronen α und der positiven Ionen γ. Alsdann kann bei einer genügend hohen Spannung U_D der Nenner in (3) verschwinden und der Strom i unendlich groß werden. Tritt dies ein, so ist nach Townsend das Durchschlagsphänomen vorhanden. Dementsprechend lautet die Townsendsche Bedingung für den Durchschlag (Zündung):

$$\gamma (e^{\alpha L} - 1) = 1 . \qquad (4)$$

In dieser Formel und in dem ihr zugrunde liegenden Gedankengang steckt der eigentliche Inhalt der Townsendschen Durchschlagstheorie.

3. Reicht die Townsendsche Theorie aus?

Die Townsendsche Theorie hat, wie die Arbeiten von Townsend und Schumann beweisen, außerordentlich viel Gutes geleistet. Es steckt daher in ihr zweifellos ein erhebliches Maß an Wahrheitsgehalt. Dennoch war auf die Dauer nicht zu übersehen, daß sie nicht das letzte Wort über den Zündvorgang einer Gasstrecke bedeuten konnte. Sie gibt zwar von dem Anwachsen des dunklen Vorstromes i vor der Zündung Rechenschaft. Sie enthält auch eine Ausnahmespannung U_D (vgl. oben), die nicht überschritten werden kann [Nenner in (3) unendlich]. Aber über den zweiten Grenzzustand, die Glimmentladung, die nach erfolgter Zündung eintritt, sagt sie uns nichts aus. Auch geht bei ihr alles noch stetig ab. Sie enthält nichts von dem Sprunghaften, das der Erfahrung nach mit dem Zündvorgang einhergeht. Sie führt uns sozusagen an den Rand einer Katastrophe. Sie läßt uns aber über die Katastrophe selbst und ihren Abschluß im Ungewissen.

Merkwürdigerweise ist die Kritik der Townsendschen Durchschlagstheorie keineswegs von dieser Seite her gekommen. Man scheint kaum empfunden zu haben, daß Townsend mit seiner formalen Bedingung (4) im Grunde genommen dem Bereich der unselbständigen Strömung einen Abschluß gibt, sich aber über den eigentlichen Zündvorgang völlig ausschweigt. Die Kritik der Townsendschen Durchschlagstheorie erfolgte erst[1]) durch den Vergleich von Beobachtungen, die bei Stoßspannungen gewonnen waren, mit der Theorie. Das Experiment hatte hier bereits frühzeitig herausgefunden, daß die Zündung in ganz außerordentlich kurzen Zeiten etwa von der Größenordnung 10^{-7} sec vor sich gehen kann. Das Anschwellen des dunklen Vorstromes nach der Townsend-Theorie von kleinen zu (unendlich) großen Werten erfolgt, namentlich bei statischen Spannungen, wesentlich langsamer, unter Umständen um Größenordnungen langsamer. Erst durch diese Unstimmigkeit kam die Diskussion über den Zündvorgang und über die Townsendsche Durchschlagstheorie wieder in Fluß.

4. Ionisierung und Raumladung. Zündung und Glimmentladung.

Mit dieser Diskussion wurde sogleich das Problem aktuell, auf das es uns im folgenden ganz besonders ankommt: Die Townsendsche Theorie durch Einbeziehung der Raumladung zu erweitern. Keineswegs war dieses Problem als solches neu[2]). Aber wegen der Schwierigkeiten, die es bot, war es bis dahin nicht recht vorwärtsgekommen. Durch die bei der Townsendschen Theorie aufgedeckte Unzulänglichkeit, die durch kathodenoszillographische und optische Untersuchungen ergänzt wurde[3]), erhielt dieses Problem aber einen starken Anreiz. Nachdem es von Bearbeiter zu Bearbeiter schrittweise vorwärtsgekommen war[4]), war es schließlich offenbar, daß seine Lösung tatsächlich für die gesuchte Beschreibung der Vorgänge bei der Zündung unerläßlich war[5]).

Zugleich ergab sich aber ein merkwürdiges Zusammentreffen. Auf genau das gleiche Problem, nämlich auf die Vereinigung von Townsendscher Theorie und Raumladung, war man zur selben Zeit auch bei einem anderen Gebiet der Gasentladung gestoßen. Die Erklärung der Vorgänge im Kathodengebiete einer Glimmentladung hatte immer dringender seine Lösung

1) Townsend, a. a. O. 291.

1) Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **16**, **761**, 1926.

2) Townsend, a. a. O., S. 381.

3) Rogowski, Flegler u. Tamm, Archiv f. Elektrotechnik **18**, 479, 1927. — Rogowski u. Tamm, ebenda **20**, 625, 1928. — v. Hamós, Ann. d. Phys. **7**, 857, 1930. — Dunnington, Physical Review, **38**, 1535, 1931. — L. B. Snoddy, Phys. Rev. **40**, 409, 1932. — Holzer, Zeitschr. f. Phys. **77**, 676, 1932.

4) Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **20**, **194**, 1928. — Slepian, Electrical World S. 761, 1928. — Loeb, Science S. 509, 1929. — Frank u. v. Hippel, Zeitschr. f. Phys. **57**, 696, 1929. — Schumann, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 194, 1930. — Kapzov, Z. f. Phys. **75**, 380, 1932.

5) Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **24**, 689, 1930.

gefordert. Aber der Lösung stellten sich auch hier erhebliche Schwierigkeiten entgegen, die von berufener Seite wiederholt treffend geschildert worden sind[1]). Auch auf diesem Gebiet wurden zur Lösung des Problems von Bearbeiter zu Bearbeiter wertvolle Gesichtspunkte aufgedeckt, jedoch andere, als die beim Zündungsproblem gefundenen. Das Problem war somit an zwei Extremseiten bearbeitet worden, ohne freilich zu einem endgültig befriedigenden Abschluß zu gelangen[2]). Es war nur natürlich, daß beide Problemkomplexe, das der Zündung und das der Glimmentladung schließlich zusammenwachsen mußten. Nicht nur weil beide die Verknüpfung von Ionisierung und Raumladung zu bewältigen hatten, sondern weil auch physikalisch die Glimmentladung den Abschluß der Zündung bedeutet, und die Theorie der Zündung somit die Theorie der Glimmentladung in sich einschließen mußte. Und so ist es auch gekommen[3]). Mit der Theorie der Zündung ist auch zugleich die Theorie der Glimmentladung vorwärtsgekommen, zuerst in Form einer Näherung, dann in Form einer strengeren Rechnung[4]). Einen Teil dessen, was sich hierbei als wesentlich herauskristallisiert hat, will ich im folgenden kurz beschreiben.

5. Idealisierung für eine Näherung[5]).

Wir setzen zunächst eine ideale Spannungsquelle voraus. Sie habe den Widerstand Null und sei unendlich ergiebig. Sie liege unmittelbar an den Elektroden der Gasstrecke. Was sich auch in der Gasstrecke ereignen mag, die Spannung an den Elektroden bleibt immer dieselbe. Wir werden später leicht auf diesen Idealfall die Vorgänge bei endlich ergiebiger Spannungsquelle zurückführen können.

Wegen der großen Geschwindigkeit der Elektronen und der kleinen Geschwindigkeit der positiven Ionen kommt bekanntlich nur positive Raumladung in Betracht. Ihre Größe hängt zwangsläufig mit der Größe und Verteilung der Ionisierungsströme zusammen. Wir wollen aber bei unserer ersten Näherung von dieser starren Kopplung zwischen Raumladung und Ionisierungsvorgängen absehen. Dafür lassen wir die Raumladung alle möglichen mit dem Problem verträglichen Werte annehmen und betrachten somit die Wirkung einer ganzen Skala von Raumladungen auf die Ionisierungsvorgänge.

Zunächst verändert die positive Raumladung das Feld in der Gasstrecke bekanntlich in der Weise, daß das Feld an der Kathode verstärkt, an der Anode geschwächt wird. Das Feld kann dabei noch mannigfache Verteilung haben. Wir wollen aber bei unserer Idealisierung einen Grenzfall herausgreifen: Das Feld steige stufenförmig an der Kathodenseite an und sinke auf Null an der Anodenseite ab. Dies trifft zu, wenn wir nicht räumliche, sondern flächenhafte Verteilung der Raumladung voraussetzen. Mit dieser weitgehenden Idealisierung hat die Raumladung stufenförmige Feldverzerrungen zur Folge. Für den Feldbereich,

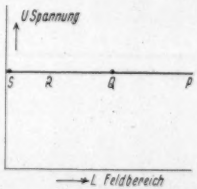


Fig. 1. Spannung und Feldbereich.

d. h. für diejenige Ausdehnung, in der tatsächlich Feld vorhanden ist, hat nunmehr die mechanische Lagerung der Elektroden nur untergeordnete Bedeutung. Die mechanische Entfernung ist sozusagen nur eine obere Grenze der möglichen Feldbereiche. Lage und Größe der Raum-(Flächen-)Ladung legen bei dieser Idealisierung den Feldbereich fest. Ist U die Spannung, so seien mit ihr alle Feldbereiche vereinbar, die der Bedingung genügen:

$$U = \mathfrak{E}_0 L_0 = \mathfrak{E}_1 L_1 = \mathfrak{E}_2 L_2 \ldots \qquad (5)$$

Tragen wir die Spannung U als Ordinate auf den Feldbereich L als Abszisse, so ist die Gesamtheit der möglichen Feldbereiche durch eine im Abstand U zur Abszissenachse parallel gezogene Grade $PQRS$ gegeben (Fig. 1).

6. Stufenförmige Feldverzerrung und Ionisierung.

Die Frage nach dem Einfluß der Raumladung auf die Ionisierung ist jetzt durch die andere Frage ersetzt: Wie ändert sich die Ionisierung mit der Feldverzerrung bei konstanter Spannung?

1) Z. B. Seeliger, Naturwiss. **16**, 665, 1928.
2) Döllenbach, Phys. Zeitschr. **26**, 483, 1925. — Güntherschulze, z. B. Zeitschr. f. Phys. **20**, 1, 1925. — Seeliger, Gasentladungen, S. 347. — Compton u. Morse, Physical Review **30**, 305, 1927. — Steenbeck, Zeitschr. f. Phys. **53**, 192, 1929. — Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **24**, 689, 1930. — v. Hippel, Z. f. Phys. **76**, 1, 1932. — Zusammenfassende Darstellung bei Holm, Phys. Zeitschr. **25**, 457, 1924; **26**, 1925. — Mierdel, Handbuch der Experimentalphys. **13**, 3,412.
3) Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **25**, 551, 1931.
4) Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **26**, 643, 1932.
5) Man vgl. wegen der Abschnitte 5 bis 11 die Darstellung bei Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **25**, 551, 1931, u. Elektrotechnik u. Maschinenbau **50**, 7, 1932.

a) Elektronenionisierung.

Der Feldbereich sei zunächst genügend groß und raumladungsfrei (Punkt P, Fig. 1). Wir haben dann bei konstanter Spannung U eine kleine Durchschnittsfeldstärke. Der Ionisierungskoeffizient α der Elektronen sinkt mit der der Feldstärke $\mathfrak{E}$ exponentiell

$$\alpha = c_1 \cdot e^{-\frac{c_2}{\mathfrak{E}}}; \quad c_1, c_2 \quad \text{Konstanten} \qquad (5a)$$

auf Null herab. Das Produkt αL, auf das es (vgl. Gl. 1) ankommt, wird außerordentlich klein. Es sinkt daher die Zahl $(e^{\alpha L} - 1)$ der neugebildeten Elektronen und Ionen mit wachsendem Werte L auf Null herab.

Nun schnüre sich das Feld zusammen (Punkt Q, Fig. 1), was entweder durch Verschieben der Elektroden oder durch Raumladung erfolgen kann. Es verkleinert sich alsdann zwar der Feldbereich L. Es steigt aber die Durchschnittsfeldstärke $\mathfrak{E}$ und mit ihr wenigstens anfangs der Ionisierungskoeffizient α der Elektronen [vgl. (5)] exponentiell an. Die Zahl der gebildeten Elektronen und positiven Ionen $(e^{\alpha L} - 1)$ wächst stark exponentiell an. Sie kann bei passenden Werten von U und L auf Zehntausend, Millionen, ja hundert Millionen heraufschnellen.

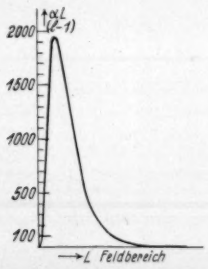


Fig. 2. Zahl der von einem Anfangselektron gebildeten Elektronen und Ionen in Abhängigkeit vom Feldbereich. Spannung U const. Form der Abhängigkeit.

Wir gehen nun gleich zum Grenzfall über und lassen das Feld auf einen schmalen Bereich bei sehr hoher Feldstärke an der Kathode zusammenschrumpfen (Punkt S, Fig. 1). Wir behalten im Auge, daß zur Ausbildung einer Elektronenlawine genau wie zur Ausbildung einer Schneelawine, nicht nur Gefälle, sondern auch ein gewisser Weg gehört. Bei sehr starker Zusammenschnürung des Feldes an der Kathode schneiden wir der Elektronenlawine den Weg ab. Ist $\mathfrak{E}$ sehr groß, so bleibt α [s. den Ausdruck (5)] endlich. Es kann α den Wert c_1 nicht überschreiten. Sinkt daher L beliebig nahe auf Null herab, so muß es auch αL und ebenso $e^{\alpha L} - 1$ tun. D. h. die Zahl der gebildeten Elektronen und positiven Ionen wird wieder klein.

Die Feldzusammenschnürung hat daher auf die Neubildung von Elektronen und positiven Ionen ein merkwürdiges Ergebnis, das wir uns anmerken müssen:

Es nehme bei konstanter Spannung U der Feldbereich L von genügend großem Wert fortgesetzt auf immer kleinere Werte ab: Dann wächst die Zahl der von einem Anfangselektron erzeugten Elektronen und Ionen $(e^{\alpha L} - 1)$ von beliebig kleinen Werten bei sehr großen Feldbereichen mit der Feldzusammenschnürung auf höhere Werte, unter Umständen sogar auf sehr hohe Werte an, erreicht ein Maximum und sinkt schließlich mit immer weiterer Verkleinerung des Feldbereiches wieder auf Null zurück (Fig. 2).

b) Die positive Ionisierung.

Wie steht es nun mit der positiven Ionisierung und insbesondere wie steht es mit dem positiven Ionisierungskoeffizienten γ, wenn die Feldverzerrung von Bedeutung wird?

Man wird γ in erster Linie der aufprallenden Wucht der positiven Ionen zuordnen müssen. Bei extrem großem Feldbereich L und konstanter Spannung U ist mit der Feldstärke $\mathfrak{E}$ auch die Wucht der positiven Ionen klein und γ ebenfalls klein. Mit der Feldzusammenschnürung nimmt die Feldstärke und dadurch die Wucht der positiven Ionen dauernd zu. Feldzusammenschnürungen haben daher Erhöhung der γ-Werte zur Folge.

Nun hat aber der Versuch ergeben, daß auch bei sehr schnellen positiven Ionen bei Oberflächenionisierung γ den Wert vier kaum übersteigen kann[1]), d. h. auch bei ganz außerordentlich hoher Spannung kann ein einzelnes positives Ion nicht mehr als vier Elektronen an der Kathode durch Aufprall loslösen. Im allgemeinen werden es daher weniger als vier sein. Wir wollen uns daher merken: Der Koeffizient γ der Oberflächenionisierung nimmt mit der Feldzusammenschnürung zu, kann aber bestenfalls, und zwar erst bei sehr hohen Spannungen und sehr starker Feldzusammenschnürung den Wert 4 erreichen.

7. Der Ionisierungsanstieg.

Für die Zündung und für die Glimmentladung selbst kommt es nun nicht an auf die Elektronenionisierung für sich, auch nicht auf den positiven Ionisierungskoeffizienten γ für sich, sondern auf

1) Baerwald, Ann. d. Phys. **65**, 167, 1921. — Schneider, Ann. d. Phys. **11**, 381, 1931.

eine gewisse Verknüpfung von beiden, die wir als Ionisierungsanstieg μ bezeichnen wollen. Auf diese Verknüpfung kommen wir durch folgende physikalische Überlegung:

Es mögen plötzlich N Anfangselektronen die Kathode verlassen. Sie bilden auf ihrem Weg im Feldbereich L neue Elektronen und positive Ionen an Zahl $N_0(e^{\alpha L}-1)$. Ist der Ionisierungskoeffizient γ, so werden die $N_0(e^{\alpha L}-1)$ positiven Ionen im wesentlichen nach Durchlaufen des Feldbereiches L an der Kathode wieder neue Elektronen auslösen, und zwar ergibt sich als Zahl der kathodischen Elektronen $\gamma(e^{\alpha L}-1)$. Diesen aus Elektronen- und positiver Ionisierung gebildeten Teilvorgang wollen wir ein Ionisierungsspiel nennen. An das beschriebene Ionisierungsspiel setzt sich in der Natur sogleich (im allgemeinen wenigstens) ein zweites an usf.

In Wirklichkeit wird nicht jedes positive Ion den ganzen Feldbereich zu durcheilen brauchen. Denn der Feldbereich bildet für die Wege der positiven Ionen eine obere Grenze. Doch wollen wir diese obere Grenze allen Ionen in unserer Idealisierung zuschreiben. Dies hat zur Folge, daß die Ionisierungsakte sich stufenweise aneinanderschließen. In Wirklichkeit glätten sich diese Stufen aus. Eine wesentliche Einbuße erleidet unsere Betrachtung hierdurch nicht[1]).

Wenn wir nun wissen wollen, wie stark die Intensität der Ionisierungsströme von Stufe zu Stufe ansteigt, müssen wir das Verhältnis μ der Anfangselektronen zweier aufeinanderfolgender Ionisierungsspiele bilden.

Wir erhalten

$$\mu = \frac{N_0\gamma(e^{\alpha L}-1)}{N_0} = \gamma(e^{\alpha L}-1).$$

Das Verhältnis μ bezeichnen wir als Ionisierungsanstieg. Man übersieht ohne weiteres:

Ist der Ionisierungsanstieg μ kleiner als eins, so sinkt eine einmal eingeleitete Strömung auf Null herab.

Ist der Ionisierungsanstieg größer als eins, so steigt eine einmal eingeleitete Störung instabil ab.

Ist der Ionisierungsanstieg genau gleich eins, so kann sich eine einmal eingeleitete Störung stationär erhalten und braucht sich nicht mehr zu ändern.

Hier münden wir auch ein in die Townsendsche Bedingung für den Durchschlag [vgl. (4)], die in unserer Betrachtungsweise einfach so gedeutet wird, daß der Ionisierungsanstieg μ gleich 1 sein soll. Da Townsend in seiner Formel (3) fortgesetzt Auslösung neuer Elektronen an der Kathode durch Fremdionisierung voraussetzt, erhält sich bei $\mu = 1$ die Strömung nicht nur selbständig, sondern steigt bereits nach und nach auf unendlich an.

Über Abschwellen, Gleichbleiben oder Anschwellen einer Strömung können wir nur etwas erfahren, wenn wir den Ionisierungsanstieg μ verfolgen.

8. Feldverzerrung und Ionisierungsanstieg.

Wir haben zuzusehen, welche Wirkungen Raumladung und Feldverzerrung auf den Ionisierungsanstieg μ haben, wobei wir wieder $U = \text{const}$ (ideal ergiebige Spannungsquelle) voraussetzen.

Ist der Feldbereich L sehr groß, die Feldstärke klein, was wir durch Auseinanderziehen der Elektroden erreichen wollen, so ist ebenfalls klein die Zahl der gebildeten Elektronen und positiven Ionen $(e^{\alpha L}-1)$ und gleichfalls der positive Ionisierungskoeffizient γ. Dementsprechend bleibt der Ionisierungsanstieg $\mu = \gamma(e^{\alpha L}-1)$ erst recht klein. Der Ionisierungsanstieg liegt daher bei hinreichend großem Feldbereich L genügend nahe bei Null.

Wird der Feldbereich ($U = \text{const}$) verkleinert, was durch Nähern der Elektroden erreicht werden möge, so wächst die Zahl der gebildeten Elektronen und positiven Ionen $(e^{\alpha L}-1)$ und ebenso der Ionisierungskoeffizient γ. Der Ionisierungsanstieg μ wächst daher ebenfalls. Im Sonderfall kann der Ionisierungsanstieg bei passendem Zusammenschieben der Elektroden den Wert 1 erreichen.

Wird der Feldbereich noch mehr verkleinert, was jetzt durch wachsende Raumladung geschehen möge, so steigt der Ionisierungsanstieg über 1 hinaus, unter Umständen bei genügend hoher Spannung auf Werte von 100, 10^4, 10^6, 10^8.

Wird der Feldbereich nach und nach extrem klein, die Feldstärke sehr groß, so bleibt der positive Ionisierungskoeffizient γ unter 4. Es sinkt $(e^{\alpha L}-1)$, (die Zahl der gebildeten Elektronen und positiven Ionen) beliebig nahe auf Null herab. Das gleiche muß daher auch der Ionisierungsanstieg $\mu = \gamma(e^{\alpha L}-1)$ tun. Wir kommen also mit wachsender Feldzusammenschnürung wiederum in Bereiche, bei denen der Ionisierungsanstieg μ auf den Wert 1 und unter den Wert 1 fallen kann.

Gehen wir von sehr großen Feldbereichen aus, so steigt mit wachsender Feldzusammenschnürung bei konstanter Spannung der Ionisierungsanstieg μ von Werten unter 1 auf 1, wächst über eins heraus, erreicht ein unter Umständen sehr

[1]) Etwas Ähnliches haben wir, wenn wir z. B. statt mit verteilter Kapazität und Induktivität zu rechnen, diese als konzentriert ansehen. Bei verteilter Induktivität und Kapazität steigt der Strom beispielsweise stufenförmig an. Bei konzentrierter Leitungseigenschaft glätten sich diese Stufen aus.

hohes Maximum[1]) und sinkt schließlich wieder auf 1 und letzten Endes unter 1 herunter (Fig. 3).

Für jede Spannung U ergeben sich neue Kurven für μ. Aber alle haben den buckelartigen Verlauf (Fig. 3), nur daß mit wachsender Spannung das Maximum stark anwächst.

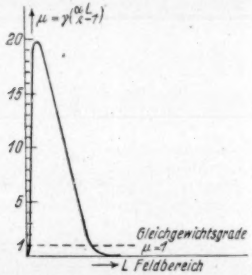


Fig. 3. Der Ionisierungsanstieg in Abhängigkeit vom Feldbereich. Spannung U = const. Form der Abhängigkeit.

Der Ionisierungsanstieg μ ist somit eine Funktion der Spannung U und des Feldbereichs L. Tragen wir seinen Wert senkrecht auf die in Fig. 4 gezeichnete Ebene auf, so ergeben die Endpunkte in ihrer Gesamtheit eine Fläche, sagen wir die Oberfläche eines Gebirges. Dieses Gebirge hat auf den Koordinatenaxen selbst die Erhebung Null, da hier entweder die Feldstärke $\mathfrak{E}$ oder der Feldbereich L verschwindet. An einer bestimmten Kurve erreicht dieses Gebirge die Erhebung $\mu = 1$. Diese Kurve ist in Fig. 4 stark eingetragen und in Fig. 5 noch-

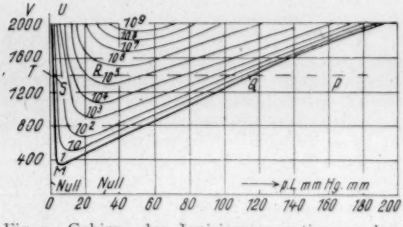


Fig. 4. Gebirge des Ionisierungsanstiegs μ dargestellt durch Niveaulinien.

mals herausgezeichnet. Wir können zu ihr nur gelangen, indem wir uns überall ein gewisses Stück senkrecht von den Ordinaten entfernen. Wir erwarten somit, daß ihr Verlauf verwandtschaftlich zu den Koordinatenaxen liegt, was in den V-förmigen Charakter auch gut zum Ausdruck kommt. In dem von der Niveaufläche $\mu = 1$ umfriedigten Bereich steigt der Ionisierungsanstieg über 1 heraus. Wie unsere Fig. 4 zeigt, mitunter enorm (man vgl. die eingetragenen

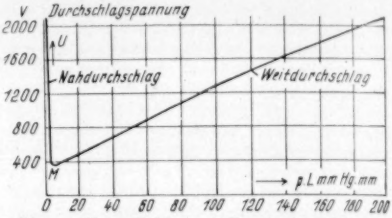


Fig. 5. Niveaulinie $\mu = 1$. Durchschlagskurve.

Niveaulinien). Zwischen den Koordinatenaxen und der Niveaulinie $\mu = 1$ liegt der Bereich mit Werten $\mu < 1$.

9. Die Zündung als Sprung von einer Gleichgewichtslage in die andere.

Wir haben nun alles für die Erklärung der Zündung vorbereitet. Wir halten die Spannung U konstant und verkleinern den Feldbereich L von sehr großen Werten nach und nach zu immer kleineren Beträgen. Zunächst erfolge diese Änderung des Feldbereiches mechanisch durch Nähern der Elektroden.

Solange wir bei großem Feldbereich L Ionisierungsanstiege μ kleiner als 1 haben, befinden wir uns in dem Gebiete der Townsendschen dunklen Vorströme. Eine nur ein einziges Mal durch ein Anfangselektron eingeleitete Entladung würde hier abklingen. Bei dauernder Fremdionisierung bleibt die Strömung stabil und stationär. Dies ist die anfängliche Gleichgewichtslage vor Eintritt der Zündung.

Die Grenze dieser statischen Vorströme wird erreicht, wenn die Elektroden so weit genähert werden, daß wir bei der als konstant vorausgesetzten Spannung die Niveaulinie $\mu = 1$ erreichen. Diese (Fig. 4 u. 5) stark ausgezogene Kurve schließt daher die Grenze des stabilen Vorbereiches der Entladung ab. Die Niveaulinie $\mu = 1$ ist daher offenbar identisch mit der üblichen und experimentell feststellbaren Durchschlagskurve. Eine einmal eingeleitete Strömung kann sich hier noch gerade im Gleichgewicht halten.

Schnürt sich der Feldbereich aber noch weiter zusammen, was von da ab durch wachsende Raumladung geschehen möge[1]), so kommen wir in das Gebiet mit Werten des Ionisierungsanstiegs $\mu > 1$. Eine einmal eingeleitete Entladung wächst instabil an. Nun steigern sich

1) Das Maximum liegt im Vergleich mit dem Maximum von $(e^{\alpha L} - 1)$ (Fig. 2) nach kleineren Feldbereichen und höheren Feldstärken hin verschoben.

1) Hierzu ist nur eine kleine zufällige Überschreitung von μ nötig.

Strömung, Raumladung, Feldverzerrung und Ionisierungsanstieg gegenseitig, unter Umständen zu außerordentlich hohen Beträgen an. Schließlich kommen wir auf den Gipfel unseres Gebirges des Ionisierungsanstiegs (etwa Punkt R in Fig. 4) an und auf die abfallende Rückseite desselben.

Von nun an kehrt sich die Wirkung von Raumladung und Feldverzerrung um. Nachdem sie vorhin noch das Wachstum des Stromes immer stärker beschleunigt haben, wirken sie jetzt dämpfend auf das weitere Wachstum ein. Strömung, Raumladung und Feldverzerrung wachsen zwar immer noch, aber in immer bescheidenerem Tempo (R bis S in Fig. 4). Schließlich landet die Entladung wieder bei Ionisierungsanstiegen, die der Niveaulinie $\mu = 1$ entsprechen, und erreicht hier eine neue und eine stabile Grenzlage.

Unsere Betrachtung gibt somit volle Rechenschaft von den stabilen kleinen unselbständigen dunklen Vorströmen des Townsendschen Gebietes, von dem instabilen Anwachsen der Ströme nach Überschreitung dieses Gebietes und von einer neuen Gleichgewichtslage mit großen, sich selbständig erhaltenen Stromdichten. Das Sprunghafte der Zündung von einem Gleichgewichtszustand in den anderen, von kleinen zu großen Stromdichten, von der unselbständigen in die selbständige Entladung wird daher durch unsere Betrachtung gut wiedergegeben.

10. Die zweite Gleichgewichtslage ist mit der Glimmentladung identisch.

Wenn wir von einem einzigen Ausgangselektron ausgehen, bei konstanter Spannung den Feldbereich so weit verkleinern, daß der Ionisierungsanstieg μ grade gleich 1 wird, so wird die Entladung zwar selbständig und stationär. Die Strömung selbst bleibt aber dabei klein. Am Anfang eines jeden Ionisierungsspiels haben wir nur immer ein einziges Elektron.

Wenn wir nicht ein einziges Ausgangselektron, sondern deren Milliarden haben und Spannung und Feldbereich wieder dem Ionisierungsanstieg 1 entsprechen, so erhält sich auch diese Strömung stationär. Nur sind die Ströme milliardenmal größer wie vorhin. Wir sehen, daß die Forderung $\mu = 1$ die Bedingung für das gleichmäßige Fortbestehen beliebig großer Ströme sein kann. Somit auch für die großen Ströme der stationären Glimmentladung. Auch für diese müssen wir daher $\mu = 1$ fordern. Unsere Fig. 4, in der wir dick die Niveaulinie $\mu = 1$ eingetragen haben, die wir den Durchschlagswerten zuordneten, gilt daher auch für die stationäre Glimmentladung. Freilich wird hierbei stillschweigend eine gewisse Voraussetzung gemacht: wir müssen das Feld der Glimmentladung mit genügender Näherung durch ein Stufenfeld ersetzen können. Dies ist tatsächlich im Bereich des normalen und anomalen Kathodenfalls noch näherungsweise der Fall. Für die stationäre Glimmentladung kommt von der gabelförmigen Form der Niveaulinie $\mu = 1$ (Durchschlagskurve) nur der Zinken an der Ordinatenaxe (Nahdurchschlagsgebiet) in Betracht. Denn nur hier gibt vergrößerte Raumladung und Feldzusammenschnürung Ionisierungsanstiege kleiner als 1. Nur hier kann sich daher die Entladung im stabilen Gleichgewicht halten, während beim anderen Zinken (Weitdurchschlag) vergrößerte Raumladung zu Ionisierungsanstiegen $\mu > 1$ führt und somit sofort den oben geschilderten Umschlag der Entladung nach sich ziehen muß. Spannungen und Feldbereich des Nahdurchschlags müssen daher mindestens näherungsweise den Spannungen und Feldbereichen (Kathodendunkelräumen) der im anomalen oder normalen Kathodenfall brennenden Glimmentladung entsprechen.

Wie die Niveaulinie $\mu = 1$ (Durchschlagskurve) ein Minimum der Spannungen ausweist, so muß dies auch die Glimmentladung tun, was bekanntlich beim normalen Kathodenfall der Fall ist.

Wie kommt es nun, daß die Niveaulinie $\mu = 1$ (Durchschlagskurve) einmal für die kleinen Ströme des Durchschlags, das andere Mal für die großen Ströme der Glimmentladung gilt?

Wir können eben die Grenzkurve $\mu = 1$ auf zweierlei Weise erreichen. Einmal vom Gebiet mit Ionisierungsanstiegen $\mu < 1$ her. Tun wir dies, so erhalten wir die kleinen unmittelbar vor dem Durchschlage vorhandenen Ströme. Anders, wenn wir die Niveaulinie $\mu = 1$ vom Gebiete mit Ionisierungsanstiegen $\mu > 1$ erreichen und die Strömung lange genug diesem Gebiete angehört hat und daher lange genug instabil gewachsen ist. Dann entsprechen auch die großen Ströme der Glimmentladung der Kurve $\mu = 1$.

Überblicken wir das im Abschnitt 9 und 10 Gesagte, so kommen wir zum Ergebnis, daß die zweite Grenzlage, in die die Strömung nach erfolgter instabiler Steigerung durch die stabilisierende Wirkung der Raumladung hereinkippt, nichts anders als die Glimmentladung sein kann. Wir haben somit das im Abschnitt 1 geforderte Programm für die ideal ergiebige Spannungsquelle restlos erfüllt.

11. Endlich ergiebige Spannungsquelle. Spannungsabfall und Stromsteigerung. Fallende Charakteristik allein durch Raumladung. Bogenentladung.

Wie ändert sich unsere Betrachtung, wenn die Ergiebigkeit der Stromquelle nur von endlicher Größe ist und gewisse Widerstände unvermeidlich sind?

Wir gewinnen hierüber Klarheit, wenn wir gewisse Eigenschaften der Glimmentladung im Auge behalten, die auch leicht als Folge unserer bisherigen Betrachtungen hergeleitet werden können[1]), die aber hier ohne Beweis angeführt werden sollen:

1) Zu jedem Werte des „Kathodenfalls" der Glimmentladung gehört eine bestimmte Stromdichte. Die Stromdichten steigen stark mit der Spannung an.

2) Die Stromdichte wächst mit dem Druck quadratisch.

3) Beim anomalen Kathodenfall ist eine stationäre Entladung nur möglich, wenn die Kathode an jeder Stelle mit Strömung besetzt ist. Erst beim normalen Kathodenfall, also bei der Minimalspannung der Glimmentladung, kann die Entladung auch bei teilweis bedeckter Kathode bestehen.

In der folgenden Tabelle haben wir nun Spannungen, Stromdichten und Drucke für Luft für einige Fälle zusammengestellt und gleichzeitig auch die uns später interessierenden Leistungsdichten angegeben. Die genauere Prüfung dieser Zahlen gewährt einen Einblick darüber, welchen Anforderungen unsere ideal ergiebige Spannungsquelle in den vorigen Kapiteln gewachsen sein muß.

Tabelle[2]).

Druck	Spannung in V	Kathodenfall	Stromdichte in A/cm²	Leistungsdichte in kW/cm²
1 mm *Hg*	350	normal	$3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
	2000	anomal	$3 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-1}$
1 Atmosphäre	350	normal	175	60
	2000	anomal	$1{,}8 \cdot 10^{5}$	$3{,}6 \cdot 10^{5}$
100 Atmosph.	350	normal	$175 \cdot 10^{4}$	$6 \cdot 10^{5}$
	2000	anomal	$1{,}8 \cdot 10^{9}$	$3{,}6 \cdot 10^{9}$

Die Zündung erfolge beispielsweise bei der Spannung von 2000 Volt.

Beim Druck von 1 mm *Hg* schließt alsdann die Zündung bei ideal ergiebiger Stromquelle mit einer Stromdichte von 0,3 Ampere/cm² ab.

Bei Drucken von einer Atmosphäre müssen wir nach erfolgter Zündung bei 2000 Volt nicht weniger als 180000 Ampere/cm² aufbringen.

Bei 100 Atmosphären kommen wir zu den geradezu phantastischen Stromdichten von 2 Milliarden Ampere/cm².

Selbst bei so niedrigen Spannungen von 2000 Volt verwandelt sich die Funkenstrecke in ein stromfressendes Ungeheuer namentlich bei höheren Drucken und größeren Elektrodenflächen. Die Stromstärken (Stromdichte × Elektrodenfläche) können so groß werden, daß dem keine irdische Stromquelle gewachsen ist. Die Stromquelle entzieht sich dieser starken Inanspruchnahme durch Spannungsabfall. Mit dem Anschwellen des Stromes bei der Zündung geht daher, wenn der Strom im instabilen Bereich bereits groß genug geworden ist, bei endlich ergiebiger Spannungsquelle ein Spannungsabfall an der Funkenstrecke einher. Das Gebirge des Ionisierungsanstiegs wird nicht auf einer Graden $U = \text{const}$ überquert, sondern auf einer nach kleineren Spannungen abbiegenden Kurve (etwa *RM* Fig. 4). Aber auch jetzt noch ist im ganzen Verlauf der Überquerung der Ionisierungsanstieg größer als 1.

Trotz des Spannungsabfalles an den Elektroden, erhalten wir immer noch, solange nicht die Niveaulinie $\mu = 1$ erreicht ist, ansteigenden Strom. Wir gelangen somit zur fallenden Charakteristik, die grade ein besonderes Merkmal der Zündung bei den üblichen Energiequellen darstellt. Auch übersieht man sofort, daß sich bei genügend großen Elektrodenflächen bei endlicher Ergiebigkeit der Stromquelle die minimal mögliche Stromdichte auf teilweise bedeckter Kathode (Punkt *M* in Fig. 4 u. 5), somit der „normale Kathodenfall", als Abschluß der Zündung ergeben muß.

Lehrreich ist auch die Prüfung der Leistungsdichten unserer Tabelle. Sie gibt bei 1 mm *Hg* Werte von 0,6 kW/cm², bei einer Atmosphäre Werte von $3{,}6 \cdot 10^{5}$ kW/cm², bei 100 Atmosphären sogar den phantastischen Wert von $3{,}6 \cdot 10^{9}$ kW/cm².

Die Leistungsdichten können somit nach erfolgter Zündung, namentlich bei höherem Druck, so enorm werden, daß die Elektroden in kürzester Frist wegbrennen und die Gastemperatur hoch genug für kräftige Temperaturionisierung wird. Unsere Tabelle legt uns also nahe: Bei höherem Druck ist nicht die Glimmentladung, sondern die Bogenentladung der natürliche Abschluß der Zündung.

12. Ergebnisse einer strengeren Behandlung[1]). Erniedrigung der Zündspannung durch Bestrahlung. Rückzündungen. Löschspannung.

Wir wollen kurz andeuten, was eine strengere Rechnung noch an wesentlichen Ergebnissen hinzufügen kann.

Die Näherung stellte den Ionisierungsanstieg, und zwar in der Form $\mu = \gamma\,(e^{\alpha L} - 1)$ in den Vordergrund. Die strenge Rechnung, die kein Stufenfeld mehr kennt und die Feldform mit den Ionisierungsvorgängen in Einklang zu bringen hat, muß entsprechend den Ionisierungsanstieg in der Form

$$\mu = e^{\int_0^L \alpha\, dx}\,(\gamma - 1)$$

ansetzen.

1) Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **25**, 525, 1931.

2) Umgerechnet nach dem Ähnlichkeitsgesetz. Temperatureffekte nicht berücksichtigt.

1) Genauere Begründung bei Rogowski, Archiv f. Elektrotechnik **26**, 643, 1932.

In der Näherung suchten wir alle Entladungen, sagen wir kurz alle Gleichgewichtsentladungen, auf, die der Forderung

$$\gamma(e^{\alpha L} - 1) = 1$$

genügen (Niveaulinie 1, Fig. 4 u. 5). Ganz entsprechend haben wir in der strengeren Rechnung nunmehr alle Gleichgewichtsentladungen, die die Bedingung

$$\gamma\left(e^{\int_0^L \alpha dx} - 1\right) = 1 \qquad (6)$$

erfüllen müssen, ins Auge zu fassen.

Bei der Näherung lag die Gesamtheit der Gleichgewichtsentladungen auf einer Kurve. Sie bildete also eine einfach unendliche Schar.

Bei der strengen Rechnung bildet die Gesamtheit der Gleichgewichtsentladungen, und dies ist unsere erste Erweiterung, keine einfach, sondern eine zweifach unendliche Schar.

Dies läßt sich leicht begründen: Es sei die Kathodenfeldstärke $\mathfrak{E}_k = \text{const} = \mathfrak{E}_{k0}$ gegeben.

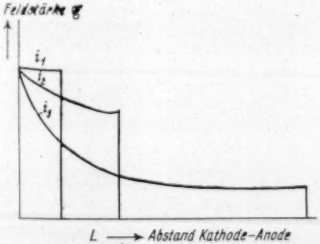


Fig. 6. Feldverlauf bei verschiedener Stromdichte i, aber konstanter Kathodenfeldstärke $i_1 < i_2 < i_3$.

Dann ist auch $\gamma = \gamma_0 = \text{const}$ mitgegeben, da wir den positiven Ionisierungskoeffizienten γ unmittelbar genügend genau der Kathodenfeldstärke zuordnen können. Die Forderung $\mathfrak{E}_k = \text{const}$ führt somit nach (6) auf die andere Forderung, daß auch das Integral $\int_0^L \alpha dx = \text{const}$ sein muß. Letztere Forderung ist (vgl. Fig. 6) durch hohe Werte α und entsprechend niedrige Feldabsenkung und kurze Entfernungen L zu erfüllen, aber auch durch starke Feldabsenkung, kleinere Werte α und große Entfernungen L. Hohe Feldstärken ergeben sich aber, wenn wir kleine Stromdichten i voraussetzen. Starke Feldabsenkungen gehören zu größeren Stromdichten (vgl. Fig. 6). Mit der Forderung $\mathfrak{E}_k = \text{const}$ ist somit noch eine unendliche Schar von Gleichgewichtsentladungen vereinbar, die sich durch verschieden starke Feldabsenkungen und durch verschieden große Stromdichten voneinander unterscheiden. Aber auch die Kathodenfeldstärke $\mathfrak{E}_k$ können wir eine unendliche Skala von Werten durchlaufen lassen. Die Gesamtzahl der mit (6) verträglichen Gleichgewichtsentladungen ist zweifach unendlich.

Es gibt somit unendlich mal mehr Gleichgewichtsentladungen als es unsere erste Näherung vermuten ließ.

Die Bedingung (6) allein genügt noch nicht für eine strengere Rechnung. Wir müssen sie noch mit der bekannten Strömungsgleichung

$$i = \varepsilon(pu + nv) \qquad (7)$$

(ε Elementarladung, p Dichte, u Geschwindigkeit der Ionen, n Dichte, v Geschwindigkeit der Elektronen) mit der Raumladegleichung:

$$\frac{d\mathfrak{E}}{dx} = -4\pi\varepsilon(p - n) \qquad (8)$$

x Entfernung von der Kathode, der Ionisierungsgleichung:

$$\frac{d(nv)}{dx} = \alpha(nv) \qquad (9)$$

und den Geschwindigkeitsgleichungen:

$$\begin{aligned} u &= k\sqrt{\mathfrak{E}} \\ v &= l\sqrt{\mathfrak{E}} \end{aligned} \qquad (10)$$

(k, l „Beweglichkeiten") zusammenstellen. Dieses Bündel von Gleichungen, dessen Lösung zur vollen Klarheit über unser Problem unerläßlich ist, ist vor kurzem gelöst worden[1]). Diese Rechnung hat auch für die Glimmentladung Bedeutung. Es sei nur hervorgehoben, daß man auf ihr als Grundlage charakteristische Eigenschaften der positiven Säule, des Kathoden- und Anodenfalls, und der sogenannten behinderten Entladung hat erklären können. Aber auch für die Zündung hat sie noch ein wesentliches Ergebnis aufdecken können, das unsere erste Näherung nicht enthielt. Bei unserer Näherung gehörte zu einem bestimmten Elektrodenabstand $L = L_0$ eine ganz bestimmte Zündspannung $U = U_D$. Der Sprung bei der Zündung vollzog sich von einer bestimmten kleinen Kathodenfeldstärke $\mathfrak{E}_{kw}$ zu einer bestimmten großen Kathodenfeldstärke $\mathfrak{E}_{kn}$. Die Stromdichte springt dabei, ideal ergiebige Stromquelle vorausgesetzt, von bestimmten extrem kleinen, zu bestimmten sehr großen Werten (vgl. Fig. 4, Linienzug QS). In der Näherung springen wir somit zwei festen Grenzlagen. In der strengeren Rechnung ist dies alles unendlich viel mannigfacher. Bei $L = \text{const}$ gibt es nicht eine einzige Spannung, bei der die

1) Rogowski, a. a. O. – Vgl. auch W. O. Schumann, a. a. O. Die obigen Gleichungen bilden die einfachste Grundlage, auf der man die Einbeziehung von Raumladung in die Townsendsche Theorie versuchen wird. Es wird Sache späterer Forschung sein festzustellen, wie weit der eine oder andere Ansatz abzuändern ist, damit nicht nur eine idealistische, sondern auch hinreichend genau die wirkliche Glimmentladung getroffen wird.

Zündung erfolgen kann, sondern eine ganze Skala von Spannungen. Die Spannung U_D der ersten Näherung wird dabei die obere Grenze dieser Spannungsskala. Zu jeder Spannung geht der Sprung in den Feldstärken zwischen anderen, aber sich stetig aneinanderreihenden Werten vor sich. Ebenso ist es mit den Werten der sprunghaft überflogenen Stromdichten. Die Zusammenhänge sind ohne weiteres Fig. 7 zu entnehmen, wo wir die Kathodenfeldstärke als unabhängig Variable und die zugehörigen Spannungen und Stromdichten als abhängig Variable aufgetragen haben. Die Kurven (Fig. 7) gelten für alle Gleichgewichtsentladungen, die die Bedingung (6), die Gleichungen 7, 8, 9, 10 und die Forderung $L = \text{const}$ erfüllen. Das Sprunghafte der Zündung wird wieder dadurch begründet, daß zu einer Spannung zwei verschiedene Gleichgewichtsentladungen gehören, die sich voneinander durch verschiedene Kathodenfeldstärke und verschieden große Stromdichten unterscheiden, so daß Umkippen von einer Entladungsform mit kleiner Stromdichte in eine andere mit großer Stromdichte erfolgen kann. Unterhalb unserer Spannungskurve (Fig. 7) ist $\mu > 1$, oberhalb ist $\mu > 1$ und instabiles Gebiet. Wir folgern als Ergebnis der strengen Rechnung aus Fig. 7:

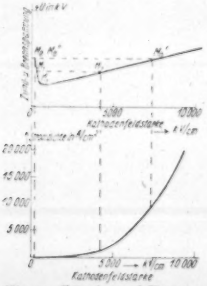


Fig. 7. Zünd- und Brennspannungen für eine Funkenstrecke bei $L = \text{const} = {}^1/_{100}$ cm Atmosphärendruck. Oberhalb der Spannungskurve Ionisierungsanstieg $\mu > 1$; unterhalb derselben $\mu < 1$.

1. Es gibt für einen bestimmten Elektrodenabstand nicht eine einzige Zündspannung, sondern einen ganzen Bereich von Zündspannungen.

2. Die verschiedenen Zündspannungen unterscheiden sich durch die Kathodenanfangsfeldstärke und Anfangstromdichte.

3. Es gibt eine niedrigste Zündspannung, die gleichzeitig mit der Löschspannung identisch ist.

Diese Ergebnisse der strengeren Rechnung geben somit volle Auskunft über die Abhängigkeit der Zündspannung mit der Bestrahlung und der Vorionisierung der Funkenstrecke, über die Eigenschaften der Rückzündung und der Löschspannung einer Funkenstrecke (Punkt M_3, Fig. 7). Starke Fremdionisierungen und Rückladungen nach Erlöschen einer Entladung können die Zündspannung bis zur theoretischen Löschspannung herabsetzen. Ganz im Einklang mit der Erfahrung. Daß wir im allgemeinen eine feste Zündspannung beobachten, liegt nur an der Schwäche der üblichen Vorionisierung.

Hiermit sind wir am Schluß unserer theoretischen Betrachtung. Geurteilt nach ihrer geschichtlichen Entwicklung war die Zündung einer Gasentladung kein einfaches Problem. Daß wir das Wesentliche mit einfachen Gedankengängen treffen konnten, ist ein Vorzug unserer Darstellungsweise, die durch die geradezu erdrückende Fülle der befriedigend erklärten Tatsachen genügende Überzeugungskraft erhält.

13. Einige experimentelle Belege.

Es seien noch einige experimentelle Ergebnisse hinzugefügt. Wir setzen eine Gasstrecke einer kurzdauernden rechteckförmigen und genügend hohen Stoßspannung von 10^{-7} sec aus. Wir wählen niedrigen Druck und photographieren die nach 10^{-7} sec entstehende und sofort erlöschende Lichterscheinung.

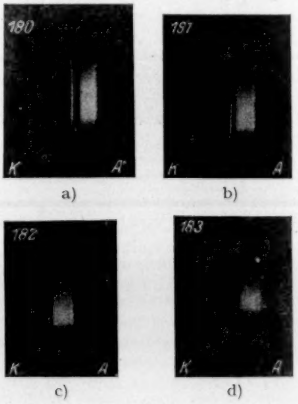


Fig. 8a–d. Leuchterscheinungen 10^{-7} sec nach dem Durchschlag. a) $p = 14$ mm Hg; b) $p = 23$ mm Hg; c) $p = 34$ mm Hg; d) $p = 47$ mm Hg.

Es ergeben sich die Leuchterscheinungen (Fig. 8a bis d). Offensichtlich haben wir nach 10^{-7} sec bereits die charakteristischen Merkmale der gewöhnlichen Glimmentladung. Auch die Abhängigkeit vom Druck wird, wie es das Zusammenschnüren des Dunkelraumes kenntlich macht, gut mit der gewöhnlichen Erfahrung bei Glimmentladungen wiedergegeben. Die Figuren können als sichtbarer Beweis gelten, daß mit Abschluß der Zündung die Licht-, Feld- und Raumladeverteilung ganz die gleiche ist, wie bei der gewöhnlichen Glimmentladung, vollkommen in Übereinstimmung mit der hier vorgetragenen theoretischen Auffassung

Ich zeige in Fig. 9 einen kathodenoszillographisch aufgenommenen Spannungszusammenbruch bei außerordentlich langsam gesteigerter

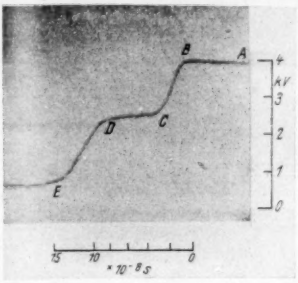


Fig. 9. Stufenförmiger Spannungszusammenbruch bei der Zündung. Statischer Durchschlag. Druck $p = 500$ mm Hg.

(statischer) Spannung[1]). Wir wissen aus dem Vorigen, daß der Spannungsabfall keine alleinige Eigenschaft der Gasstrecke ist, sondern durch die Schwäche unserer Stromquelle bedingt wird. Zunächst fällt der stufenförmige Zusammenbruch im Oszillogramm auf. Er entspricht dem Übergang der Entladungsform in die Glimmentladung und wieder der Glimm- in die Bogenentladung. Im einzelnen ist das Oszillogramm wie folgt zu deuten[2]): Bereits auf der Strecke AB entwickelt sich, wie auch durch genauere zahlenmäßige Rechnung nachgewiesen werden kann, die von uns geschilderte instabile Stromsteigerung. Bereits bei A ist sie im vollen Gange. Aber die Stromdichte selbst ist noch immer so klein, daß sie keinen nennenswerten Spannungsabfall im Oszillogramm verursacht. Erst beim Punkt B ist die Stromstärke genügend groß und der zugehörige Spannungsabfall erkennbar.

Stromstärke bei B etwa 10^{-2} A. Die Feldverzerrung in der Funkenstrecke ist, wie eine genauere Nachrechnung ergibt, so weit vorgeschritten, daß wir praktisch schon Feldbereiche von der Größenordnung des normalen Kathodenfalls haben. Bezogen auf Fig. 4 oder 7 befinden wir uns noch immer praktisch bei der Anfangsspannung und im Bereiche von Ionisierungsanstiegen $\mu > 1$. Die Stromsteigerung geht somit weiter und mit ihr der Spannungsabfall. Es durchläuft in Fig. 7 der zugehörige Punkt unserer Funkenstrecke etwa den Weg M_0, M_0'', M_2.

1) Weitere Oszillogramme dieser Art bei Rogowski u. Klemperer, Arch. f. Elektrot. **24**, 127, 258, 1930; Buss, Arch. f. Elektrot. **26**, 266, 1932.

2) Ich komme hierauf ausführlich demnächst an anderer Stelle zurück. Die obige Erklärung beruht auf der Annahme der Zündung durch ein einziges Anfangselektron.

Zu ihm gehören sinkende Spannungen, aber immer noch steigende Ströme. Im Punkt C des Oszillogramms sind wir, bezogen auf Fig. 7, etwa zum Punkt M_2 gekommen. Die Stromsteigerung kommt hier bei $\mu = 1$ zur Ruhe. In dem Oszillogramm setzt sich die Stromsteigerung (Strecke CD) trotzdem fort. Das rührt daher, daß die Entladung mit einem kleinen Kanal beginnt (ein einziges Anfangselektron vorausgesetzt) und die Kathodenfläche bei C noch nicht mit Strömung bedeckt sein kann. Die Diffusion der Elektronen vergrößert den Entladekanal, und es sollte nunmehr der dem Zustand der Entladung entsprechende Punkt von M_2 in Fig. 7 langsam (bei sehr großer Elektrodenfläche) nach M_3, zur niedrigsten Brennspannung wandern. Wegen der Vergrößerung des Entladekanals steigt die Stromstärke und wir haben bei unserer endlich ergiebigen Spannungsquelle mit einem nur langsam zunehmenden Spannungsabfall zu tun. Inzwischen hat sich aber in der Funkenstrecke etwas Neues vorbereitet, an dem die Temperatursteigerung von Gassäule und Elektroden (vgl. Abschnitt 11) ursächlich beteiligt ist. Dieses Neue verursacht den Umschlag in die Bogenentladung, die nach Oszillogramm 9 ebenso plötzlich einsetzt wie die Glimmentladung. Unter nochmaliger starker Spannungssenkung und zugehöriger Stromsteigerung endigt der Durchschlag mit den kleinen Spannungen und großen Stromdichten der Bogenentladung. Beweis ist das Oszillogramm 10 das eine sehr kleine Restspannung aufweist, die erheblich unter der minimalen Brennspannung der Glimmentladung liegt.

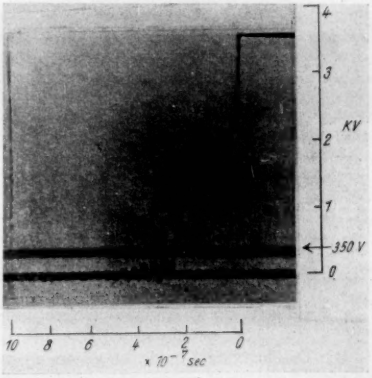


Fig. 10. Nach erfolgter Zündung bereits Bogenspannung. Druck $p = 400$ mm Hg. Über die Stufe lagert sich eine Schwingung. Ursache derselben: Merkliche Kapazität der zur Steigerung der Empfindlichkeit benutzten großen Ablenkplatten.

Wir haben früher gesehen, daß die Temperatureffekte sehr stark (mit der dritten Potenz) mit dem Druck wachsen. In Übereinstimmung hier-

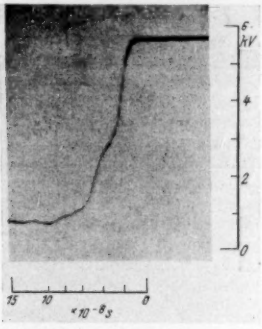


Fig. 11. Die Stufenlänge wird bei höherem Druck kleiner. $p = 740$ mm Hg.

mit zieht sich mit wachsendem Druck die Breite der Stufe (Fig. 11) zusammen. Schließlich erfolgt noch während des ersten Spannungsabfalls ohne sichtbare Stufe der Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung (Fig. 12).

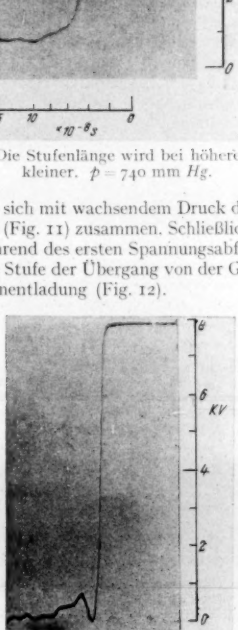


Fig. 12. Die Stufe ist verschwunden. $p = 1500$ mm Hg.

14. Oszillogramme bei Stoßspannungen und Rückzündungen.

Die Oszillogramme 9 bis 12 gelten ausgesprochen für statische Spannungen. Wir können die Geschwindigkeit des Zündvorgangs und die Geschwindigkeit des Spannungszusammenbruchs erheblich, ja geradezu enorm durch Überspannungen steigern. Beweis ist hier Oszillogramm 13, das sich bis auf die starke Verkürzung der Vorbereitungszeit, durch Wegfall der Stufe von den

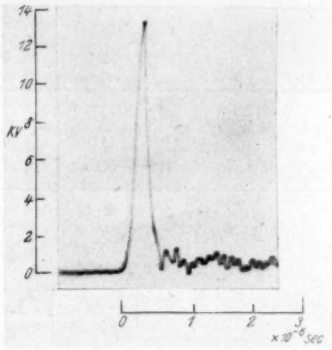


Fig. 13. Zündung bei Stoßspannung. $p = 760$ mm Hg.

Fig. 9 bis 11 unterscheidet. Schließlich fügen wir noch Fig. 14 bei, die einige charakteristische Rückzündungen zeigt. Sie sind im Hinblick auf Fig. 7 ohne weiteres verständlich. Übergang $M_1 M_2$. Auch der steile Spannungsabfall nach erfolgter Rückzündung kommt nicht unerwartet.

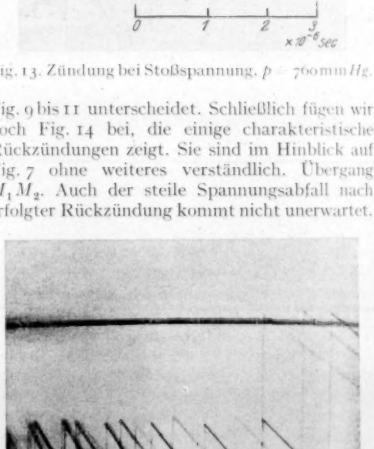


Fig. 14. Wiederholte Rückzündungen. Nullspannung und Spannung des statischen Durchschlags. — Entnommen Vichmann, Arch. f. El. **25**, 259, 1931.

Unserer Theorie nach (vgl. Fig. 7) muß er genau so rasch erfolgen, wie der entsprechende Teil der ersten Hauptzündung.

1) Weitere Oszillogramme bei Rogowski, Flegler und Tamm, Arch. f. Elektrot. **18**, 479, 1927; Tamm, Arch. f. Elektrot. **19**, 235, 1928. Arbeiten aus dem Elektrotechn. Institut der Technischen Hochschule Aachen Bd. II—V; Krug, Z. f. techn. Phys. **13**, 377, 1932. Die Bilder 9—13 sind von Herrn Dr. Buss aufgenommen.

Max Steenbeck (Berlin-Siemensstadt),
Energetik der Gasentladungen.

Unsere Kenntnis von den Gasentladungen erstreckt sich auf drei Gebiete, die sich – mit fließenden Grenzen – durch die Art ihrer Fragestellung charakteristisch voneinander unterscheiden und die sich in der Entwicklung im wesentlichen zeitlich gefolgt sind.

1. Anfangs konnte man lediglich Morphologie treiben: Es wurden die Entladungsformen registriert, wie sie unter gegebenen Bedingungen auftreten und sich bei Variation dieser Bedingungen ändern. Dabei wurde verzichtet auf die Erkenntnis der tieferen Zusammenhänge.

2. In der zweiten Entwicklungsstufe lernte man die in der Entladung wirkenden Einzelprozesse kennen. In wie weitem Maß die sich entwickelnde Atomphysik auf das physikalische Weltbild einwirkte, ist bekannt; und es ist daher verständlich, daß die Erforschung der Elementarprozesse auch in der Physik der Gasentladungen lange Zeit im Vordergrund des Interesses stand. Die Entwicklung der experimentellen Mittel, vor allem der Hochvakuumtechnik, hat dann dazu geführt, für die nähere Untersuchung zahlreicher, in Gasentladungen erstmalig beobachteter Einzelprozesse diese aus dem Nebeneinander aller möglichen Vorgänge einer Entladung zu isolieren, so daß die Gasentladung selbst in den Hintergrund trat und allenfalls als experimentelles Hilfsmittel verwendet wurde (Erzeugung von Kanalstrahlen, Spitzenzähler . . .).

3. Im letzten Abschnitt schließlich versucht man eine Synthese der beiden vorangehenden. Man will erfahren, wie aus der Vielheit der an einer Entladung beteiligten Einzelprozesse gerade diejenige Entladungsform resultiert, die wir wirklich beobachten. Wenn dieses Ziel auch bereits lange angestrebt wurde, so stehen wir doch noch ziemlich am Anfang einer Entwicklung, die erst in den letzten Jahren etwas stärker in Fluß gekommen ist. Hierbei spielen energetische Überlegungen eine besondere Rolle; Aufgabe dieses Vortrages soll es sein, Ihnen ein Bild dieser Arbeitsrichtung zu entwerfen. Dabei ist es nicht möglich, auch nur kursorisch alle einschlägigen Arbeiten zu berücksichtigen; ich möchte vielmehr versuchen, Ihnen einige charakteristische Gedankengänge, aber auch typische Schwierigkeiten vorzuführen.

Beim Aufbau wirklich auftretender Entladungsformen aus den Elementarprozessen findet man eine Situation vor ähnlich derjenigen bei der Ableitung der Thermodynamik der Gase aus den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie (Aufbau unmittelbar beobachtbarer Erscheinungen aus atomaren Prozessen durch statistische Methoden). Die Lage ist hier nur ungleich komplizierter. Während die kinetische Gastheorie mit unveränderlichen Molekülen arbeitet, zwischen denen nur eine Reaktion – der Zusammenstoß – stattfindet, liegen in einer Gasentladung zahlreiche, verschiedene, aber ineinander überführbare Molekülarten vor: Die gewöhnlichen Moleküle des neutralen Gases, freie Elektronen und Ionen und schließlich angeregte Moleküle mit allen möglichen Anregungsstufen, wozu noch chemische Umwandlungen, Dissoziations- und Assoziationsvorgänge hinzutreten können. Der Raum, in dem sich eine Gasentladung abspielt, ist also erfüllt mit einem Gemisch von mindestens vier Gasen: dem „Grundgas" der gewöhnlichen Moleküle, dem Elektronengas, dem Ionengas und dem Gas der angeregten Moleküle; zu den angeregten Molekülen zugehörig ist weiter eine erhebliche Konzentration von Photonen. Dieses Gasgemisch, wie es sich in einer Entladung einstellt, nennen wir nach Langmuir kurz „Plasma".

Die Aufstellung einer allgemeinen und für Gasentladungen verwertbaren Thermodynamik des Plasmas in Analogie zur Thermodynamik gewöhnlicher Gase scheitert nun nicht an der Vielheit der im Plasma möglichen Reaktionen; sie ist für ein isothermes Plasma durchaus möglich, worauf wir noch zu sprechen kommen. Im allgemeinen haben wir in Gasentladungen aber eben kein isothermes Plasma, aus einem Grund, der mit den Gasentladungen prinzipiell verknüpft ist. Jede reale Gasentladung bedeutet stets Stromdurchgang in einem Spannungsgefälle; sie ist also mit einer ständigen Energiezufuhr, also einer ständigen Wärmeentwicklung notwendig verbunden. Soll sich ein stationärer Zustand einstellen, so muß also die gleiche Energiemenge (als Wärme oder Strahlung) nach außen wieder abgegeben werden; es muß also eine ständige Strahlungs- und Wärmeströmung auftreten mit dem hierzu nötigen Temperaturgefälle. Die Temperatur jedes Teiles des Plasmas stellt sich dann so ein, daß die Wärmezufuhr die Wärmeabgabe gerade deckt; sie hängt also außer von der Größe des Energieumsatzes entscheidend ab vom Mechanismus der Energieaufnahme- und -abgabe.

Dieser Mechanismus ist nun für die verschiedenen Gase des Plasmas durchaus verschieden. Es bilden sich daher nicht nur örtliche Temperaturunterschiede aus, sondern am gleichen Ort haben gleichzeitig stationär die einzelnen Gase des Plasmas verschiedene Temperaturen. Dieses Verhalten ist so abweichend vom Gewohnten, ist aber andererseits für die Entladungen so charakteristisch, daß eine nähere Diskussion lohnend erscheint.

Die gesamte der Entladung zugeführte Energiemenge wird anfänglich durch Beschleunigung der Elektronen und Ionen im elektrostatischen Feld der Entladung entwickelt. Dabei entfallen auf die Beschleunigung der Elektronen mehr als 99 Proz. der gesamten ins Plasma eingeführten Energie. Nur die Ladungsträger, und vor allem also die Elektronen, erhalten primär Energie zugeführt; nur das Elektronen- und das Ionengas werden im elektrischen Feld unmittelbar „aufgeheizt". Die übrigen Bestandteile des Plasmas werden erst durch „Kontakt" mit Elektronen- und Ionengas erwärmt, wobei dieser Kontakt insofern ungemein eng ist, als ja die Gase völlig miteinander vermischt sind. Trotzdem ist er noch schlecht genug, um beispielsweise zwischen Elektronengas und Grundgas erhebliche Temperaturunterschiede zuzulassen. Wir wollen uns dazu den Mechanismus des Wärmeüberganges zwischen diesen Gasen etwas näher ansehen.

Nehmen wir ein Elektron an, das in irgendeinem Augenblick irgendwo im Plasma zufällig einmal eine sehr kleine Geschwindigkeit hat: dann wird es vom Feld beschleunigt und erlangt eine zunächst mit dem Feld gerichtete Geschwindigkeit. Da es sich aber nicht im störungsfreien Hochvakuum bewegt, wird es durch verschiedenartige Kräfte mit den übrigen Teilchen des Plasmas gestreut: es erfährt Zusammenstöße, durch die es irgendwie aus seiner anfänglichen Bahnrichtung abgelenkt wird. Seine ursprünglich mit dem Feld gerichtete Geschwindigkeit wird durch derartige fortgesetzt in alle Richtungen wirkende Streuprozesse in eine ungeordnet im Raum liegende Geschwindigkeit umgewandelt. Dieser ungeordneten Geschwindigkeit bleibt nur eine relativ geringe in Feldrichtung liegende geordnete Geschwindigkeit überlagert wegen der fortwährend weiter wirkenden Anziehung im elektrischen Feld. Die Bahn der Elektronen ist also die der Moleküle eines verhältnismäßig langsam von Kathode zur Anode strömenden Gases. Daß die ungeordnete Geschwindigkeit der Elektronen infolge der Streuprozesse tatsächlich einer Maxwell-Verteilung genügt, d. h. daß die Elektronen des Elektronengases unter sich im Temperaturgleichgewicht stehen, ist durch zahlreiche Versuche u. a. von Langmuir, Mott Smith, Seeliger, Hirchert, Nottingham, Lübcke und Kömmnick für sehr verschiedene Entladungsformen experimentell nachgewiesen und kann daher für einigermaßen stromstarke Entladungen als gesichert gelten; wieso und wie rasch diese Maxwell-Verteilung zustande kommt, ist das Thema eines besonderen Referates von Herrn Gabor.

Wie groß die sich einstellende Temperatur des Elektronengases, kurz „Elektronentemperatur" wird, hängt davon ab, wieviel von seiner Energie das Elektron durch einen Zusammenstoß mit den übrigen Bestandteilen des Plasmas im Mittel abgibt; sie wird natürlich um so höher, je kleiner der Bruchteil der pro Zusammenstoß abgegebenen Energie ist und je größer das beschleunigende elektrische Feld ist. Bei Kenntnis dieser Daten läßt sich die Elektronentemperatur nach Vorgang von Townsend, Bayley und Hertz berechnen und ist in speziellen, besonders einfach gelagerten Fällen in befriedigender Übereinstimmung mit den Versuchen. Die allgemeine Berechnung der Elektronentemperatur scheitert jedoch vorerst noch an der Unkenntnis der „mittleren", bei einem Zusammenstoß abgegebenen Energie, wobei vor allem noch die von den Elektronen an die Ionen abgegebene Energiemenge unbekannt ist. Wir wissen, vor allem aus Messungen von Ramsauer und seinen Mitarbeitern über die Aufteilung des Wirkungsquerschnittes, daß bei Elektronengeschwindigkeiten von Bruchteilen von Volt in vielen Gasen, besonders bei den einatomigen Edelgasen und Metalldämpfen, die Streuung der Elektronen rein elastisch erfolgt: dann folgt elementar aus den Erhaltungssätzen von Impuls und Energie, daß bei jedem Zusammenstoß mit einem Gasmolekül nur ein Bruchteil der Elektronenenergie von der Größe 1 Promille als kinetische Energie auf das Gasmolekül übertragen werden kann, während beim Zusammenstoß gleich schwerer Massen die ganze Energie abgegeben werden kann. Die Elektronen des Elektronengases unter sich können ihre Energie also bei jedem Zusammenstoß austauschen, ebenso die neutralen Gasmoleküle unter sich; nicht aber die Elektronen mit den Gasmolekülen, die dazu größenordnungsmäßig einige tausend Zusammenstöße miteinander ausführen müßten. Elektronen- und Grundgas erreichen also ziemlich leicht ein Temperaturgleichgewicht in sich, d. h. Maxwell-Verteilungen. Demgegenüber erfolgt der Temperaturausgleich zwischen Elektronengas und Grundgas nur sehr schlecht; das Elektronengas gibt seine im Feld aufgenommene Energie nur in sehr kleinen Portionen an das Grundgas ab, und daher wird stationär die Temperatur des Elektronengases viel höher als die des Grundgases sein müssen.

Wenn die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen rein elastisch verlaufen, ist die vom Elektron abgegebene Energie um so kleiner, je schwerer das Gasmolekül ist; um so höher muß also die Elektronentemperatur sein. Das ist in Edelgasen unter einfachen Bedingungen (geringe Elektronenkonzentration; keine Ionen) nach Messungen von Townsend und seinen Schülern auch tatsächlich erfüllt. Bei gleichen Feldstärken ist die Elektronentemperatur im schweren Argon höher als im leichten Helium, und

ihre Höhe stimmt mit der auf Grund rein elastischer Stoßverluste berechneten innerhalb der erwarteten Genauigkeit überein. Dazu paßt auch, daß die höchsten Elektronentemperaturen im schwersten einatomigen Gas-*Hg*-Dampf beobachtet wurden. In Gasen mit mehratomigen Molekülen (H_2, O_2, N_2; s. Fig. 1) verlaufen auch bei Elektronengeschwindigkeiten von 1 Volt und weniger die Zusammenstöße zwischen Elektronen und den Gasmolekülen nicht mehr rein elastisch, weil sie bereits Molekülschwingungen anregen können. Das bedeutet eine weitere Möglichkeit der Energieabgabe an das neutrale Gas, also eine Verbesserung des Wärmekontaktes und damit eine Erniedrigung der Elektronentemperatur. Die Verluste durch unelastische Stöße treten um so mehr hervor, je höher die Elektronentemperatur, d. h. die mittlere Elektronenenergie, wird, je mehr Anregungsarbeit also von den Elektronen geleistet werden kann. Der Bruchteil der im Mittel bei einem Zusammenstoß abgegebenen Elektronenenergie nimmt also mit steigender Elektronenenergie zu. Wesentlich komplizierter werden die Verhältnisse bei größeren Elektronenkonzentrationen, wie sie im Plasma meist vorliegen, und bei Anwesenheit positiver Ionen; wir werden diesen Fall, den vor allem Seeliger mit Hirchert und Sommermayer untersucht hat, später noch etwas näher behandeln. — Die Elektronentemperatur kann sehr erhebliche Werte annehmen, wie wir sie in anderen Gasen bisher nirgends auch nur annähernd erzeugen können (bis $\sim 100000°$ K).

Qualitativ gleich ist die Energieaufnahme und -abgabe des Ionengases im Felde. Quantitativ ergibt sich allerdings ein erheblicher Unterschied gegenüber dem Elektronengas wegen der Gleichheit der Massen von Ion und Gasmolekül. Diese Gleichheit bewirkt, daß schon ohne Anregungsarbeit die gesamte kinetische Ionenenergie bei einem einzigen Zusammenstoß auf das Grundgas übergehen kann. Der Wärmekontakt zwischen Ionengas und Grundgas ist daher denkbar gut und bewirkt, daß die Ionentemperatur weit weniger hoch über die des Grundgases steigen kann als die Elektronentemperatur. Da die Ionen ihre Energie in wenigen Zusammenstößen an das Grundgas abgeben, ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sie sie mit andern Ionen austauschen, nur klein, solange nicht sehr erhebliche Prozentsätze der Gasmoleküle ionisiert sind. Es ist also unwahrscheinlich, daß sich die kinetischen Energien der Ionen unter sich ins Gleichgewicht setzen; es tritt also im Ionengas vermutlich keine Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeiten auf, und damit ist die Definition einer Ionentemperatur überhaupt eindeutig nicht möglich.

Die Definition der Temperatur des Gases aus angeregten Molekülen ist mehrdeutig. Die kinetische Energie der angeregten Moleküle kann, wenn man von der seltenen Anregung durch Ionenstoß absieht, nicht größer sein als die des Grundgases, weil bei Anregung durch Elektronenstoß keine wesentliche Übertragung kinetischer Energie stattfindet und ein angeregtes Molekül als neutrales Gebilde auch im elektrischen Feld nicht beschleunigt wird. Die „kinetische" Temperatur des angeregten Gases muß daher nahezu gleich sein der Temperatur des Grundgases. — Andererseits läßt sich auch aus den potentiellen Energien der angeregten Moleküle, d. h. aus der Größe ihrer Anregungsarbeit, eine Temperatur definieren. Nach dem kanonischen Verteilungssatz der Energie muß im Gleichgewicht die Anzahl von Molekülen der Energie ε in einem Freiheitsgrad abnehmen mit $e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$; die Häufigkeit zweier Anregungsstufen mit den Anregungsarbeiten A_1 und A_2 muß sich also verhalten wie $\frac{e^{-\frac{A_1}{kT}}}{e^{-\frac{A_2}{kT}}} = e^{-\frac{(A_1-A_2)}{kT}}$. Nach verschiedenen Methoden kann man die Konzentration der einzelnen Anregungsstufen messen; das Verhältnis zweier Konzentrationen muß dann $= e^{-\frac{A_1-A_2}{kT}}$ sein, so daß alles außer T bekannt ist. Angeregte Temperaturen auf diesem Wege haben einerseits Ladenburg, Kopfermann und Levi aus Messung der anomalen Diversion in Edelgasen bestimmt, andererseits Ornstein, van Wijk und Lochte-Holtgreven aus Intensitätsmessungen vor allem in Bandenspektren von Kohlenwasserstoffen. Es fand sich dabei der kanonische Verteilungssatz der Energie bestätigt, doch wurden nicht Temperaturen einheitlicher Größe erhalten. Ladenburg und Kopfermann finden in Neon angeregte Temperaturen von 20 bis 25000°, die weit oberhalb der Temperatur des Grundgases liegen und von der Größe der Elektronentemperatur sind; sie schließen auf Gleichheit von angeregter und Elektronentemperatur bei höheren Stromstärken. Ornstein und Mitarbeiter finden dagegen im Lichtbogen angeregte Temperaturen, die in gleicher Größe sind wie die auf anderem Wege von v. Engel und Steenbeck bestimmte Temperatur des Grundgases. Die Ursache für diese scheinbare Diskrepanz ist vermutlich, daß Ladenburg und Kopfermann mit so hochwertigen Anregungszuständen (~18 Volt) arbeiten, daß deren Anregungen nur durch die energiereichen Elektronen des Elektronengases erfolgen konnte, während Ornstein und Mitarbeiter Bandenspektren so niedrigen Energieinhaltes

untersuchten, daß die Anregungsenergie vorwiegend von den zahlreichen Molekülen des kälteren Grundgases erfolgen konnte.

Bei der beschriebenen Struktur des Plasmas mit zahlreichen gleichzeitig am selben Ort herrschenden Temperaturen ist die Aufstellung einer allgemeinen Thermodynamik des Plasmas wohl nicht möglich. Wichtige Ansätze, die wir vor allem Saha verdanken, liegen dagegen für ein isothermes Plasma vor und haben zahlreiche Gebiete der Gasentladungsforschung befruchtet. Das neutrale Molekül wird dabei aufgefaßt als eine „chemische" Verbindung eines positiven Ions und eines Elektrons, mit einer Reaktionswärme entsprechend der Ionisierungsarbeit. In bekannter Weise läßt sich dann als Funktion von Temperatur und Druck der „Dissoziationsgrad" dieser Verbindung berechnen, d. h. der Bruchteil ionisierter Moleküle, wie er sich im stationären Temperaturgleichgewicht einstellt. Für die quantitative Auswertung fehlen uns in vielen Fällen noch genauere Daten der eingehenden chemischen Konstanten, doch ist deren exakte Kenntnis für die Gasentladungen auch nicht erforderlich, da man ohnehin bereits erhebliche Fehler begeht, wenn man die Ergebnisse für ein isothermes Plasma auf wirkliche Gasentladungen überträgt. — Das sich einstellende Ionisationsgleichgewicht läßt sich prinzipiell auch ausrechnen aus dem Gegeneinanderarbeiten ionenerzeugender und -vernichtender Elementarprozesse, wobei für die Neuerzeugung am wichtigsten zu sein scheint die Photoionisation durch die Wärmestrahlung, während die Stoßionisation durch schon vorhandene Elektronen und noch mehr die durch neutrale Moleküle unter sich stark zurückzutreten und allenfalls nur bei sehr hohen Temperaturen oder Drucken Bedeutung zu haben scheinen. Die Ionenvernichtung erfolgt durch Wiedervereinigung von Elektronen und positiven Ionen (vielleicht über eine Zwischenstufe negativer Ionen), wobei zunächst vorwiegend angeregte neutrale Atome entstehen. Die hierfür wichtigen Zusammenhänge zwischen Photoionisation und Rekombination verdanken wir großenteils Mohler. Unsere experimentellen Kenntnisse reichen jedoch noch keineswegs aus, um aus den Elementarprozessen das thermische Ionisationsgleichgewicht zu bestimmen und damit etwas das Ergebnis der thermodynamischen Ansätze zu kontrollieren. — Einige Anwendungsbeispiele der Saha-Gleichung werden wir weiter unten noch behandeln.

Für die Beurteilung dieser Fragen ist es natürlich nötig, experimentelles Zahlenmaterial über die Anteile der einzelnen sich in Entladungen abspielenden Reaktionen am Gesamtenergieumsatz zu haben. Eine erste Aufteilung kann so etwa den Anteil der emittierten Strahlungsenergie bestimmen gegenüber den Anteilen der im Entladungsvolumen und der an evtl. vorhandenen Begrenzungswänden entwickelten Wärme. Solche Aufteilungen sind in den letzten Jahren verschiedentlich ausgeführt. Pirani und Mitarbeiter bestimmten den Strahlungsanteil am gesamten Eenergieumsatz und haben dabei — in technischer Hinsicht bedeutungsvoll — bis etwa 60 Proz. der eingebrachten Energie in sichtbares Licht umsetzen können (Natriumlampe); Seeliger und Sommermeyer haben in positiven Säulen von Edelgasentladungen alle drei genannten Anteile bestimmt. Von besonderem Interesse in dieser Arbeit sind zwei Umstände. 1. Die im Volumen erzeugte Wärme ist merklich abhängig von dem Reinheitsgrad der begrenzenden Wand. Bei Beladung der Wand mit gewissen Verunreinigungen tritt eine deutliche Verlagerung der Wärmeentwicklung von der Wand ins Volumen ein bei gleichzeitigem Auftreten eines Überschusses rascher Elektronen unter Zerstörung von deren Maxwellverteilung. Die wahrscheinlichste Erklärung dafür ist die Emission rascher Elektronen aus der Wand durch die Lichtstrahlung der Entladung oder durch andiffundierende metastabile Atome, die, wie wir wissen, nur bei Gasbeladung der getroffenen Flächen erheblich wird. 2. Eine weitere wichtige Überlegung von Seeliger und Sommermeyer zeigt, daß die Wärmeentwicklung des Gases größer ist, als aus rein elastischen Zusammenstößen des Elektronengases mit dem neutralen Gas verstanden werden kann, wenigstens bei Entladungen in Neon und Argon, während diese bei Helium anscheinend ausreichen. Da unmittelbare Übertragung kinetischer Energie aus dem Elektronengas auf die neutralen Moleküle außer durch elastische Stöße nur noch durch Stöße zweiter Art erfolgen kann, diese aber aller Wahrscheinlichkeit nach ebenfalls nicht in ausreichender Anzahl stattgefunden haben, muß sich noch ein anderer Mechanismus in der Entladung abspielen. Als solchen vermuten Seeliger und Sommermeyer eine Erhöhung der Stoßzahl zwischen Elektronengas und Grundgas durch gewisse, dem Plasma eigentümlich mögliche, elastische Raumladungsschwingungen, die man als Raumladungskompressionswellen auffassen kann, und die von Penning entdeckt und von Langmuir und Tonks theoretisch erfaßt wurden. Man kann allerdings eine ausreichende Wärmeabgabe an das neutrale Grundgas des Plasmas erklären, wenn auch die Zusammenstöße zwischen Grundgas und Ionengas berücksichtigt werden. Wenn auch die Ionen viel weniger Zusammenstöße in der Zeiteinheit erleben als die leichten Elektronen, und wenn

auch die mittlere Ionenenergie kleiner ist als die der Elektronen (Ionentemperatur < Elektronentemperatur!), zeigt doch eine einfache Rechnung, daß die bei einem elastischen Zusammenstoß zwischen Elektron und Gasmolekül übertragene kinetische Energie soviel kleiner ist, als diejenige beim Zusammenstoß zwischen den gleich schweren Massen von Ion und Gasmolekül, daß bei den experimentell gefundenen Ionentemperaturen die Erwärmung des Grundgases durch Ionenstoß diejenige durch Elektronenstoß einige Male überwiegen muß. Wenigstens gilt das für die schweren Edelgase *Ne* und Argon, während in *He* sich die beiden Anteile ungefähr gleich sein müssen. Das von Seeliger und Mitarbeitern entdeckte Defizit der Gaserwärmung gerade in *Ne* und *Ar* kann anscheinend so gedeutet werden. Allerdings ist damit nicht viel gewonnen, denn da das Ionengas nur etwa 1 Promille der Gesamtenergie dem Feld entzieht, aber etwa 10 bis 20 Proz. der Gesamtenergie ans Grundgas weitergibt, muß noch eine andere Energieübertragung auf das Ionengas erfolgen, als die Beschleunigung der Ionen im elektrischen Feld: nämlich eine Energieaufnahme aus dem Elektronengas. Welcher Art diese ist, wissen wir nicht. Über die Aufteilung des Energieumsatzes in ähnlicher Weise, wie Seeliger und Sommermeyer sie vorgenommen haben, jedoch an anderen Gasen, wird Herr Druyvesteyn anschließend vortragen. — Eine zusammenfassende Darstellung unseres Wissens vom Plasma ist kürzlich von Seeliger gegeben worden.

Nachdem der Zustand des Plasmas, wie er uns heute erscheint, in groben Zügen geschildert ist, möchte ich Ihnen nunmehr einige energetische Überlegungen vortragen, die diese Erkenntnisse auf die Theorie wirklicher Entladungsformen anwenden.

In erster Linie ist dabei die thermische Theorie der Lichtbogensäule von K. T. Compton zu nennen, die erst in jüngster Zeit einer Prüfung von Ornstein, Brinkmann und Beunes standgehalten hat. Die Bedingung für das stationäre Bestehen selbständiger Entladungen ist, daß im Mittel jeder Träger gerade wieder einen gleichwertigen neuen Träger erzeugen muß. In der alten Townsendschen Zündbedingung wird diese Forderung für die Stoßionisation von Elektronen und Ionen aufgestellt, also für ganz bestimmte und für stromschwache Entladungen auch sicher vorherrschende Einzelprozesse. Versucht man aber auf die gleiche Weise die Entladung in einem stationären Lichtbogen, etwa in atmosphärischer Luft, zu verstehen, so würde man Elektrodenspannungen erwarten müssen, die etwa zehn- bis hundertmal größer sind als die beobachteten. Die Ionenerzeugung findet im Lichtbogen — gedacht ist dabei vor allem an die positive Säule — eben nicht nur durch die einfache Stoßionisation wie in stromschwachen Entladungen statt, sondern es treten viele neue Möglichkeiten hinzu, von denen stufenweise und vielleicht Photoionisation die wichtigsten sind. Und während man das Verhalten der stromschwachen Entladungen lediglich mit stufenloser Stoßionisation noch einigermaßen aus den Elementarprozessen ableiten kann, ist es zur Zeit hoffnungslos, ebenfalls lediglich durch Verfolgung der Elementarprozesse etwa die Charakteristik eines Lichtbogens zu errechnen. Hier kann man nach der Comptonschen Vorstellung in einem summarischen Verfahren an die Stelle der alten Townsendschen Forderung eine neue, typisch energetische Bedingung setzen. Durch den Stromdurchtritt wird das Gas erwärmt — analog der Jouleschen Wärme — und dadurch zur Thermoionisierung gebracht, um so mehr, je höher die Gastemperatur wird. Die dabei gebildeten Ionen und Elektronen bewegen sich im elektrischen Feld und bilden dadurch den Bogenstrom, der nun seinerseits das Gas wieder aufheizt. Ein stationärer Zustand entsteht dann, wenn jeder Träger im Mittel auf seiner Bahn dem Gas so viel Energie als Wärme zuführt, daß dieses nach Deckung der Wärmeleitungs- und -strahlungsverluste gerade wieder die Arbeit zur thermischen Bildung eines neuen Trägers leisten kann. Errechnet man die hierzu erforderlichen Gastemperaturen aus der Saha-Gleichung, so erhält man für den Luftlichtbogen Temperaturen von über 8000° K, die sich aber erheblich erniedrigen können, wenn leichter ionisierbare Verunreinigungen aus den Elektroden abgegeben werden, wie es wohl stets der Fall ist. Die experimentell bestimmten Temperaturen, die sich bei Lichtbogen von einigen Amperen in atmosphärischer Luft, nach verschiedenen Methoden gemessen, zu etwa 5000 bis 6500° K ergeben, müßten dann für die Gültigkeit der ComptonschenVorstellungen ausreichen. Unter Annahme solcher leicht ionisierbaren Verunreinigungen fanden Ornstein, Brinkmann und Beunes auch die Abhängigkeit der Bogentemperatur vom Druck in Einklang mit den Compton-Sahaschen Vorstellungen.

Immerhin ist es noch nicht sicher, ob solche leichter ionisierbaren Beimischungen wirklich in ausreichender Menge vorhanden sind, ob also bei den gemessenen niedrigen Temperaturen die Comptonschen Vorstellungen allein schon ausreichen. Weiter ist es natürlich auch nicht einwandfrei, die Thermoionisation im Bogengas aus der nur für isotherme Plasmen geltenden Saha-Formel zu entnehmen, vor allem deswegen nicht, weil in stromschwachen, relativ

dünnen Bogen sicherlich noch nicht die der Temperatur zugehörige Strahlung herrscht, auf deren Konto wir vermutlich einen großen Teil der thermischen Ionisierung setzen müssen. Auch in der Annahme einer einheitlichen Bogentemperatur über den ganzen Bogenquerschnitt liegt ein Fehler, der zur Zeit noch nicht exakt eliminiert worden ist, trotzdem dies an sich möglich erscheint. Besser müßten die Comptonschen Vorstellungen wohl bei Bogen von etwa 100 Amp. und mehr mit vermutlich dabei auftretenden Temperaturen von 10000 bis 15000° K zutreffen, doch liegen Messungen darüber noch nicht vor. Wir kommen auf diesen Fall am Schluß noch einmal zurück.

Wie die Townsendsche Zündbedingung gleichzeitig Existenzbedingung ist für eine stationäre Entladung, so ist umgekehrt die Compton-Existenzbedingung auch anzuwenden als Zündbedingung einer Bogenentladung, wie Slepian gezeigt hat. Wird ein Bogen in einem Wechselstromkreis betrieben, so geht der Bogenstrom am Ende jeder Halbwelle durch Null. Die folgende Halbwelle beginnt dann jedesmal mit einer „Wiederzündung" der Entladung. Eine solche Wiederzündung erfolgt bei kleineren Elektrodenspannungen als eine „Erstzündung", weil die wiederzündende Entladung die Entladungsstrecke noch von der vorangehenden Halbwelle her sehr stark erhitzt und damit thermisch vorionisiert vorfindet. Auch hier führt die lediglich mit stufenloser Stoßionisation arbeitende Townsendsche Zündbedingung zu viel zu hohen Werten der für die Wiederzündung erforderlichen Spannung. Slepian setzt nun in konsequenter Fortführung der Comptonschen Vorstellungen an, daß eine Wiederzündung dann stattfindet, wenn die Thermoionisation im Elektrodenzwischenraum in den Zeiten um den Stromnulldurchgang herum noch groß genug ist, um mit der wiederkehrenden Elektrodenspannung einen Strom zu bewirken, der die Gasstrecke trotz deren ständiger Wärmeabgabe nach außen wieder aufheizt und damit deren Thermoionisation wieder vergrößert. Hiernach entscheidet eine Art Wettlauf zwischen der Geschwindigkeit, mit der die Gasstrecke sich in der stromlosen Pause während des Stromnulldurchganges abkühlt und entionisiert, und der Geschwindigkeit, mit der die Elektrodenspannung wieder ansteigt und damit einen die Gasstrecke wieder aufheizenden Strom bewirkt, ob ein Wechselstrombogen wiederzündet oder nicht. Diese Auffassung wird durch Messungen gut bestätigt.

In jeder realen Gasentladung stellen sich Gleichgewichte ein zwischen Trägererzeugung und -vernichtung, Wärmeentwicklung und -ableitung usw.; um den Zustand wirklich vorkommender Entladungen zu bestimmen, sind diese Gleichgewichte sämtlich zu erfüllen. Jede Gleichgewichtsbedingung läßt sich mathematisch als Extremaufgabe formulieren; dabei kann die Größe, die ein Extrem werden muß, damit das Gleichgewicht erfüllt wird, sehr verschieden sein je nach der mathematischen Formulierung der Aufgabe. Eine dieser Extrembedingungen kann man im Anschluß an eine grundlegende Arbeit von Compton und Morse nun etwa so formulieren: In jeder realen Gasentladung ist für konstant gehaltenen Strom der Energieumsatz und damit die Elektrodenspannung ein Minimum. Auf jede virtuelle Änderung, die man z. B. an der Verteilung der Stromdichte in der Entladung ausführt, reagiert die Entladung mit einer Erhöhung der Elektrodenspannung. Diese Bedingung ist für Ohmsche Leiter längst bekannt: Die tatsächliche Stromverteilung zwischen Elektroden in einem Elektrolyten ist so, daß für gleiche Grenzbedingungen jede erzwungene Änderung eine Erhöhung des Widerstandes bewirkt. Eine Ableitung dieses Compton-Morseschen Extremalpostulates für beliebige Formen von Gasentladungen steht allerdings noch aus. Für den Fall, auf den Compton und Morse diese Bedingung anwenden, nämlich den normalen Kathodenfall von Glimmentladungen, konnte Steenbeck diese Extrembedingung aus den Elementarprozessen der Townsendschen Zahlen für die Stoßionisation ableiten, eine Überlegung, die später von Rogowski noch verfeinert wurde. In einer kürzlich erschienenen Arbeit gelang es dann schließlich v. Hippel, aus dieser Extrembedingung unter Zuhilfenahme einer von Seeliger betonten zweiten Gleichgewichtsbedingung für die Trägererzeugung eine recht gute Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung zu erreichen. Es liegt hier also der noch recht seltene Fall vor, daß eine der charakteristischsten Erscheinungen an Glimmentladungen ziemlich vollständig verständlich geworden ist mit Hilfe der energetischen Extremforderung. Diese Tatsache gibt das Vertrauen, diese schon vor ihrer allgemeinen Ableitung auch auf weitere Gasentladungsformen anzuwenden.

Anstatt die ziemlich komplizierten Gedankengänge vorzutragen, wie die Anwendung der Compton-Morseschen Bedingung beim normalen Kathodenfall erfolgte, möchte ich Ihnen zum Schluß eine Übertragung auf einen freibrennenden Lichtbogen zeigen. Weil es lediglich darauf ankommt, das Charakteristische dieser Überlegungen zu zeigen, sei es erlaubt, große Vereinfachungen vorzunehmen, wie sie auch bei der schon vorgetragenen thermischen Bogentheorie von Compton und neuerdings auch von

Ornstein und Mitarbeitern gemacht wurden: definierter kreisförmiger Querschnitt der Bogensäule und einheitliche Temperatur, wobei die Ionisation lediglich thermisch erfolgt. Von diesen Ansätzen habe ich oben bereits berichtet, daß sie wohl um so weniger fehlerhaft wurden, je höher der Bogenstrom ist.

Die auf der Längeneinheit der Bogensäule umgesetzte elektrische Leistung L ist gleich Strom i mal Feldstärke $\mathfrak{E}$; diese Leistung muß im stationären Fall von der Längeneinheit der Bogensäule nach außen wieder abgegeben werden. Die abgegebene Leistung kann man annähernd proportional setzen zur Oberfläche des Bogens; außerdem ist sie eine Funktion der Temperatur. Man erhält also bei Beschränkung auf die Längeneinheit die Gleichung

$$i \cdot \mathfrak{E} = \text{const} \cdot 2r\pi \cdot f_1(T) = \text{const} \cdot r \cdot f_1(T). \quad (1)$$

Weiter gilt allgemein

$$i = r^2\pi \cdot j = r^2\pi \cdot \varrho \cdot v = r^2\pi \cdot \varrho \cdot b \cdot \mathfrak{E}, \quad (2)$$

worin j Stromdichte, ϱ Raumladungsdichte, v die Wanderungsgeschwindigkeit der Raumladung in der Bogensäule und b die Beweglichkeit bedeutet. Bei Annahme thermischer Ionisierung für gegebenen Druck ist ϱ lediglich Funktion der Temperatur; auch die Beweglichkeit ist temperaturabhängig, so daß man (2) etwa schreiben kann:

$$i = \text{const} \cdot r^2 \cdot \mathfrak{E} \cdot f_2(T). \quad (3)$$

In (1) und (3) kommen als Parameter der Radius des Bogenquerschnitts r und die Temperatur T vor, zwischen denen wir zunächst keine weiteren Beziehungen aufstellen können. Um für gegebenen Strom die Längsfeldstärke im Bogen bestimmen zu können, brauchen wir aber noch eine weitere Gleichung. Eben diese liefert uns nun die Compton-Morsesche Extrembedingung, nach der ja die Längsfeldstärke ein Minimum werden soll, wenn man bei konstanten Strom einen unabhängigen Parameter variiert. Wählen wir als solchen Parameter die Bogentemperatur, ersetzen wir also r in (1) aus (3), so erhalten wir

$$\mathfrak{E} \cdot \sqrt[3]{i} = \text{const} \cdot f_3(T), \quad (4)$$

wobei $f_3(T)$ sich aus den Temperaturfunktionen nach (1) und (3) zusammensetzt. Die Differentiation nach T für $i = \text{const}$ gemäß der Extrembedingung ergibt dann

$$\left(\frac{\delta \mathfrak{E}}{\delta T}\right) \cdot \sqrt[3]{i} = 0 = f_3'(T), \quad (5)$$

eine Gleichung, aus der sich T bei Kenntnis der Temperaturfunktionen in (1) und (3) bestimmen läßt. Diese sich tatsächlich einstellende Bogentemperatur T_B ist bei den gemachten Voraussetzungen unabhängig vom Strom und ergibt sich unter plausiblen Annahmen zu etwa 10000 bis 15000° K. Das ist also der Temperaturgrenzwert, der bei hohen Bogenströmen angestrebt wird. Erhitzung des Plasmas über diese Temperatur hinaus würde zwar hier dessen Leitfähigkeit noch vergrößern; aber es ist ökonomischer für die Entladung, mit weniger hohen Temperaturen größere Querschnitte zu erwärmen und damit an der Stromleitung zu beteiligen: trotz geringerer Ionisation ist dann wegen des größeren Bogenquerschnittes der „Widerstand" geringer.

Setzt man in (4) T_B ein, so wird die rechte Seite eine von i unabhängige Konstante, und man erhält

$$\mathfrak{E} = \text{const} \cdot \frac{1}{\sqrt[3]{i}}. \quad (6)$$

Die Feldstärke im Bogen nimmt mit steigendem Strom ab. Die Proportionalität mit $\frac{1}{\sqrt[3]{i}}$ ist bei Strömen um 100 Amp. nach den zur Zeit wohl genauesten Messungen von v. Engel tatsächlich erfüllt. Die Größe der Konstanten in (6) ergibt sich unter gewissen, zwar plausiblen, aber keineswegs zwingenden Annahmen annähernd richtig.

Die letzte Überlegung habe ich nicht deswegen so ausführlich gebracht, weil ich ihr eine besondere quantitative Bedeutung zumessen möchte: Die oben bei Besprechung der thermischen Bogentheorie erhobenen Einwände bleiben natürlich auch hier bestehen. Ich glaube aber, daß diese Kombination der thermodynamischen Ansätze über die Temperaturionisation mit der Extremalforderung Ihnen besonders klar ein Bild geben kann, wie die Gasentladungsphysik heute auf energetischem Wege versucht, die wirklich vorkommenden Entladungsformen zu erfassen, ohne auf die Elementarprozesse im einzelnen eingehen zu müssen.

Originalmitteilungen.

F. M. Penning, Zweierlei negative Charakteristiken bei selbständigen Gasentladungen. (Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven-Holland.)

1. Charakteristiken mit zwei verschiedenen negativen Ästen.

Neuerdings konnte gezeigt werden, daß für eine Gasstrecke zwischen parallelen ebenen Platten in Helium die Paschensche Zündspannungskurve (Zündspannung V_z als Funktion von Gasdruck $p \times$ Elektrodenabstand d) eine eigentümliche Gestalt hat[1]). Für kleine Werte von pd zeigt diese Kurve nämlich ein Minimum in bezug auf die pd-Achse, so daß in einem bestimmten Bereich von pd-Werten drei verschiedene Zündspannungen auftreten. In diesem Gebiet bekommen auch die Charakteristiken eine abweichende Gestalt, wie aus der Fig. 1 hervorgeht[2]). Für einen Elektrodenabstand von 3,45 cm ergibt sich eine normale Kurve, bei geringerem Abstand zerlegt sich die Charakteristik in zwei Äste,

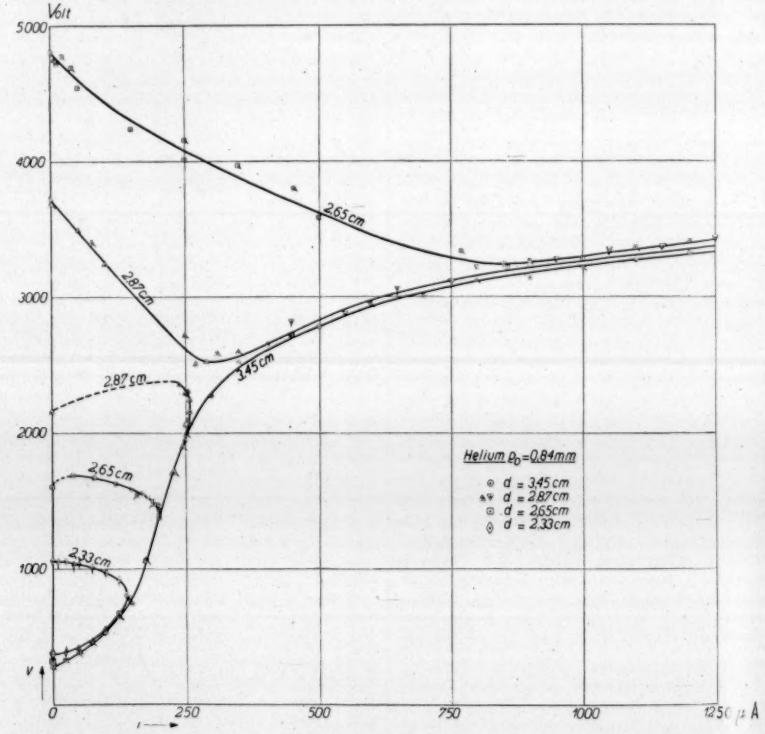


Fig. 1.

welche beide einen negativen Teil besitzen. Bei weiter abnehmendem Abstand schrumpft der untere Ast allmählich zusammen, bis er ganz verschwindet und nur der andere, immer mehr nach oben rückende Ast übrigbleibt.

1) F. M. Penning, Naturwiss. **19**, 1024, 1931; Physica **12**, 66, 1932.

2) Für die Erklärung dieser Erscheinungen und weitere Einzelheiten in bezug auf die benutzte Röhrenform usw. sei verwiesen auf: F. M. Penning, Proc. Amsterdam **34**, 1305, 1931.

Wir verbinden nun die betrachtete Entladungsstrecke (mit z. B. $d = 2{,}6$ cm) über einen Ohmschen Widerstand W mit einer Gleichstromquelle (Klemmenspannung V_0) und fragen, wann die Entladung in einem negativen Teil der Charakteristik stabil und wann sie labil ist. Zur Entscheidung dieser Frage wurde bisher bei Gasentladungen das Kaufmannsche Kriterium benutzt.

2. Das Kaufmannsche Kriterium für Gleichstromstabilität.

Der betrachtete Fall ist in Fig. 2 dargestellt; wenn die „Widerstandslinie" ABC die Charakteristik nur in den Punkten A und B schneidet, stellen diese Punkte die einzig möglichen Gleichstromzustände dar. Zur Beantwortung der Frage, ob sich in einem bestimmten Schnitt-

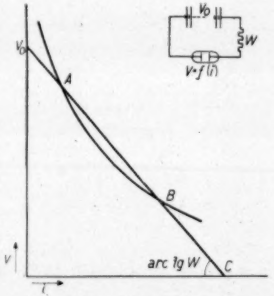


Fig. 2.

punkt tatsächlich ein stabiler Gleichstrom einstellen wird, ist eine nähere Betrachtung erforderlich. Man unterscheidet[1]) „Gleichstromstabilität (-labilität)" und „Wechselstromstabilität (-labilität)". Im Falle der Gleichstromlabilität ist im Schnittpunkt weder eine Gleichstromentladung noch eine Wechselstromentladung um diesen Punkt herum möglich: die Entladung geht zu einem anderen Schnittpunkt über (Beispiel: Übergang von A zu B in der Fig. 2). Im Falle der Gleichstromstabilität dagegen stellt sich entweder eine Gleichstromentladung im betrachteten Schnittpunkt oder eine Wechselstromentladung um den betrachteten Punkt herum ein; welche von diesen beiden Fällen eintritt, hängt, außer von den Eigenschaften der Gasentladung, von den Selbstinduktionen und Kapazitäten des Stromkreises ab; diese Frage ist übrigens noch nicht ganz befriedigend gelöst worden[2]).

1) Vgl. z. B.: H. Barkhausen: Das Problem der Schwingungserzeugung, 1907, S. 58.

2) Vgl. H. Geffcken, Physik. Zeitschr. **26**, 241, 1925; F. M. Penning, Physik. Zeitschr. **27**, 187, 1926; W. Dällenbach, Physik. Zeitschr. **27**, 101 u. 448, 1926.

Wir beschäftigen uns hier nur mit der Frage der Gleichstromstabilität. Kaufmann[1]) hat dafür bekanntlich als Kriterium angegeben:

$$\frac{dV}{di} + W > 0\,, \tag{1}$$

d. h. im Schnittpunkt soll die Widerstandslinie eine größere Neigung gegen die i-Achse aufweisen als die Charakteristik.

Diese Bedingung trifft für den oberen negativen Ast der Charakteristik (Fig. 1) zu, jedoch nicht für den unteren; im letzteren Falle wechselt das Kriterium das Zeichen, Gleichstromstabilität ist vorhanden, wenn

$$\frac{dV}{di} + W < 0\,, \tag{2}$$

also in der Fig. 3 für die Widerstandslinie W_1, was auch schon durch das Fehlen eines weiteren

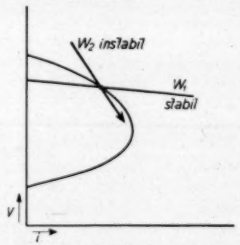


Fig. 3.

Schnittpunktes dieser Widerstandslinie mit der Charakteristik wahrscheinlich gemacht wird. Für die Widerstandslinie W_2 dagegen springt die Entladung zu einem anderen Punkte über. Es handelt sich hier also um eine Gasentladung mit negativer Charakteristik, welche ohne Vorschaltwiderstand an eine Gleichstromquelle angeschlossen werden kann[2]).

Wenn man die Kaufmannsche Ableitung der Bedingung (1) betrachtet, ist sofort ersichtlich, warum diese hier nicht zutrifft. Kaufmann führt für den Stromkreis eine Selbstinduktion L ein; wenn nun der Strom zwischen den Elektroden etwas größer ist als der Wert V, welcher der Charakteristik entspricht (Fig. 2), so gilt:

$$V_0 - V - Wi = L\frac{di}{dt}\,. \tag{3}$$

1) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) **2**, 158, 1900.

2) Es sei ausdrücklich hervorgehoben, daß im Falle der Gleichstromstabilität (Widerstand W_1) auch hier Schwingungen um den Schnittpunkt der Widerstandslinie und der Charakteristik auftreten können. Tatsächlich wurden diese unter Umständen beobachtet.

Nennt man die Abweichung des Stromes vom Gleichgewichtswert η, so bekommt man aus (3):

$$L\frac{d\eta}{dt} = -\eta\left(W + \frac{dV}{di}\right),$$

der Strom kehrt also zu dem Gleichgewichtswert zurück, wenn die Bedingung (1) erfüllt ist. In dieser Ableitung soll unter L auch eine einigermaßen als Selbstinduktion zu betrachtende Größe der Gasentladung mit einbegriffen sein. Es hat sich gezeigt, daß eine derartige „Selbstinduktion" der Röhre, wenn man sie einführen will, meistens sehr viel größer ist als die Selbstinduktion des benutzten Widerstandes und der Zuleitungsdrähte[1]). Der Ausdruck „Selbstinduktion" soll hier nichts anderes besagen, als daß der Strom in der Röhre abnimmt, wenn zufällig ein größerer Strom auftritt, als der Charakteristik entspricht, und es ist nicht einzusehen, warum eine solche „Selbstinduktion" auch nicht unter Umständen negativ sein könnte. Tatsächlich tritt dieser Fall in der betrachteten negativen Charakteristik der Fig. 3 ein, wie wir jetzt ausführen werden[2]).

3. Ein allgemeineres Kriterium für Gleichstromstabilität.

Wir beschränken uns bei der Ableitung eines neuen Kriteriums zunächst auf unselbständige Gasentladungen, wobei die Elektronen aus der Kathode ausgelöst werden[3]). Die Zahl der pro Sekunde aus der Kathode austretenden Elektronen sei n; diese n Elektronen bilden auf ihrem Weg zur Anode direkt und indirekt Ionen; die Ionen gehen, wenigstens zum Teil, zur Kathode zurück und befreien daraus eine Anzahl von Elektronen n_1. Für einen Punkt der Charakteristik ist offenbar $n_1 = n$, die Entladung ist in einem Gleichgewichtszustand. Für das Gebiet auf der einen Seite der Charakteristik, weiterhin als „positives Gebiet" zu bezeichnen, ist $n_1 > n$, für das andere $n_1 < n$ („negatives Gebiet"); die Charakteristik ist als die Grenze zwischen dem positiven und dem negativen Gebiet zu betrachten[1])[2]). Offenbar muß, wenn die Entladung durch die eine oder andere Ursache in das positive Gebiet hineingelangt ist, der Strom mit der Zeit zunehmen; weil immer eine, sei es auch noch so kleine, Selbstinduktion und Kapazität im Kreise anwesend ist, muß dabei die Elektrodenspannung abnehmen; dabei tritt also eine Änderung gemäß einer Richtung im Winkelquadrant P auf (Fig. 4). Für das negative Gebiet gilt das Umgekehrte, von einem Punkte im negativen Gebiet vollzieht sich die Änderung in einer

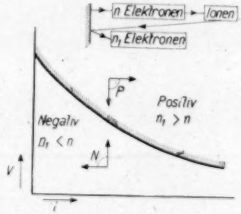


Fig. 4.

Richtung im Winkelquadrant N. Welche Richtung gerade befolgt wird, hängt von dem vorgeschalteten Widerstand usw. ab.

Wir betrachten nun wieder den in Fig. 2 angegebenen Fall, wobei die Kapazität zwischen den Elektroden der Gasstrecke und ebenfalls die Selbstinduktion des äußeren Kreises unendlich klein sein mögen, der Punkt i, V muß sich dann längs der Widerstandsgeraden bewegen. Es ist nun leicht einzusehen, daß für diesen Fall die Bedingung für Gleichstromstabilität lautet: Im Schnittpunkt S der Widerstandslinie mit der Charakteristik herrscht Gleichstromstabilität, wenn die Widerstandslinie, in der Richtung nach steigendem i, aus dem positiven in das negative Gebiet übergeht. Beim Übergang der Widerstandslinie von dem negativen in das positive Gebiet ist die Entladung labil (vgl. Fig. 5, wo nur die Widerstandslinie und der Schnittpunkt S mit der Charakteristik eingezeichnet sind).

1) Vgl. J. Herweg, Physik. Zeitschr. **13**, 633, 1912; F. M. Penning, Physik. Zeitschr. **27**, 187, 1926.

2) Daß das Kaufmannsche Kriterium nicht für jede beliebige negative Charakteristik gilt (z. B. nicht beim Dynatron), ist schon lange bekannt; tatsächlich kann man die Bedingung (2) dadurch ableiten, daß man der Gasstrecke keine Selbstinduktion, sondern eine Kapazität zuschreibt, vgl. K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger, 1910; H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik, 1913. Für Gasentladungen wurde das Kaufmannsche Kriterium jedoch bis jetzt als richtig angesehen, die „Selbstinduktion" sollte dann direkt mit den Eigenschaften dieser Entladungen zusammenhängen, vgl. H. Barkhausen, Physik. Zeitschr. **27**, 43, 1926; K. Steimel, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **36**, 161, 1930.

3) Bei höheren Ionengeschwindigkeiten tritt, wie F. Wolf neuerdings auf direktem Wege gezeigt hat (Zeitschr. f. Phys. **74**, 575, 1932), auch Ionisierung durch Ionen im Gase auf. Für diesen Fall wird die Argumentation etwas komplizierter, bleibt jedoch prinzipiell dieselbe.

1) Vgl. für eine einigermaßen ähnliche Betrachtung des Zustandsdiagramms: G. Valle, Physik. Zeitschr. **27**, 473, 1926.

2) Wir betrachten nur die statische Charakteristik, was bei unendlich kleinen Abweichungen aus dem Gleichgewichtszustand, welche unendlich langsam größer bzw. kleiner werden, erlaubt sein dürfte.

Welches Gebiet das positive, welches das negative ist, folgt aus dem Umstand, daß für $V = 0$ nicht dauernd ein Strom durch eine Gasstrecke hindurchgehen kann, und daß also die i-Achse immer im negativen Gebiet liegen muß. Es sei übrigens bemerkt, daß wir unsere Betrachtungen nur auf das Gebiet in der unmittelbaren Nähe der Charakteristik beschränken, wo

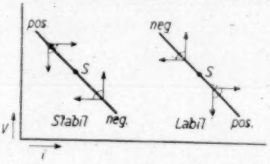


Fig. 5

die Raumladungsverteilung ungefähr dieselbe ist wie in den benachbarten Punkten auf der Charakteristik[1]); es ist nämlich denkbar, daß derselbe Punkt im i-V-Diagramm mehreren vorübergehenden Entladungen mit verschiedenen Raumladungsbedingungen entspricht.

Je nachdem die Charakteristik positiv oder negativ ist und das positive Gebiet unter oder über der Charakteristik liegt, können wir vier verschiedene Fälle unterscheiden, welche in der Fig. 6 (a–d) wiedergegeben sind; dabei ist das positive Gebiet schraffiert und die Charakteristik einfachheitshalber durch eine gerade Linie angegeben. Der Gleichstromwiderstand $\frac{V}{i}$ ist selbstverständlich in allen Fällen positiv; der Wechselstromwiderstand $\frac{dV}{di}$ für langsame Schwingungen längs der Charakteristik (weiterhin als „Widerstand" zu bezeichnen) ist für die Fälle a und b positiv, für die Fälle c und d nega-

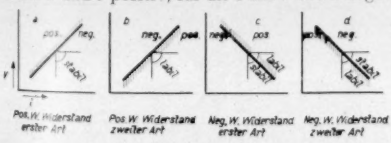


Fig. 6.

tiv; diese Wechselstromwiderstände haben jedoch einen ganz verschiedenen Charakter je nach der Seite, auf welcher das positive Gebiet liegt. Wir möchten in Zusammenhang damit die Bezeichnungen „erster" und „zweiter Art" vorschlagen, womit gemeint sein soll, daß das positive Gebiet im i-V-Diagramm über bzw. unter der Charakteristik liegt (vgl. Fig. 6)[1]). In der Fig. 6 ist weiter angegeben, für welche Richtungen der Widerstandslinie die Entladung nach dem oben formulierten Kriterium stabil bzw. labil ist. Dabei sind a und c die bis jetzt bei Gasentladungen bekannten Möglichkeiten; der in § 2 (Fig. 3) erwähnte Fall, wofür das Kaufmannsche Kriterium nicht zutrifft, gibt ein Beispiel von d. Tatsächlich kommen in der Fig. 1 in derselben Charakteristik (z. B. für $d = 2{,}65$ cm) alle vier Arten von Widerständen, a, b, c und d, vor. In Fig. 7 ist eine derartige Charakteristik schematisch noch einmal wiedergegeben; das positive Gebiet liegt, in Übereinstimmung mit der oben angegebenen Regel, an der durch Schraffierung angedeuteten Seite der Kurve. Der Teil d stellt also einen negativen Widerstand

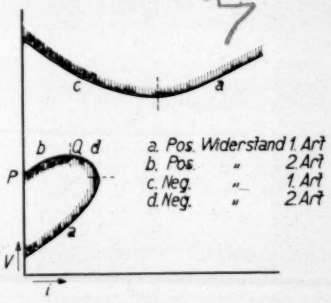


Fig. 7.

zweiter Art dar, der Teil b einen positiven Widerstand zweiter Art. Dieser letzte Teil ist (vgl. Fig. 6) für alle Neigungen der Widerstandslinie labil; der betreffende Teil der Charakteristik in Fig. 1 konnte darum nicht gemessen werden. Die Endpunkte waren jedoch bekannt: Q ist der Punkt, wo die Entladung bei steigender Potentiometerspannung erlöscht, P die mittlere der drei Zündspannungen.

4. Verallgemeinerung der Betrachtungen.

Im vorangehenden war ausschließlich von einer bestimmten Art selbständiger Gasentladungen die Rede; es scheint mir jedoch, daß die Auffassung der Charakteristik als Grenze

[1]) Zwar braucht dann ein bestimmtes Wertepaar i, V außerhalb der Charakteristik die Entladung noch nicht eindeutig zu bestimmen, wohl aber sollen damit entweder nur positive oder nur negative Entladungen korrespondieren. Vgl. dazu § 6.

[1]) Vgl. für den Unterschied zwischen den zwei Arten von negativen Charakteristiken auch: Ph. le Corbeiller, Les systèmes autoentretenus, 1931. In bezug auf die Gleichstromstabilität scheint mir die oben eingeführte Unterscheidung zweckmäßiger als die von le Corbeiller für einfache Fälle eingeführte Unterscheidung in „caractéristiques nord" und „caractéristiques sud".

zwischen einem positiven und einem negativen Gebiet auch auf andere einfache[1]) stromführende Gebilde anwendbar ist. Für die Entscheidung der Frage, welches Gebiet das positive und welches das negative ist, kann dabei wieder die Lage der i-Achse als Kriterium benutzt werden. Es seien hier noch einige Beispiele der Fälle a, c und d (Fig. 6) erwähnt:

a) Positiver Wechselstromwiderstand erster Art: Ohmscher Widerstand, Vakuumdiode, Vakuumphotozelle;

c) Negativer Wechselstromwiderstand erster Art: Bogenentladung, gasgefüllte Photozelle, Triodenschaltungen[2]).

d) Negativer Wechselstromwiderstand zweiter Art: Eisendrahtwiderstand in Wasserstoff[3]); Dynatron[4]); Triodenschaltungen[5]).

Die unter c und d genannten Beispiele zeigen die genannte Art des Widerstandes naturgemäß nur in einem gewissen Bereich ihrer Charakteristik.

5. Das Kriterium der Gleichstromstabilität für eine willkürliche Kombination von zwei einfachen Widerständen.

Wenn wir die Widerstände der Art a, b, c und d (Fig. 6) als bzw. W_a, W_b, W_c und W_d bezeichnen, können wir nach der Stabilität einer willkürlichen Kombination von 2 dieser Widerstände in Serie mit einer Gleichstromquelle (Klemmenspannung V_0) fragen. Es ergeben sich dann zehn Möglichkeiten. Vier davon (W_a mit W_a, W_b, W_c und W_d) wurden schon betrachtet, dabei wurden jedoch immer Abweichungen von der W_a-Charakteristik außer Betracht gelassen; bei der jetzigen Ableitung soll diese Beschränkung fortfallen. In der Fig. 8 ist für den einen Widerstand (W) V als Funktion von i (ausgezogene Linie) für den anderen (W') $V_0 - V'$ als Funktion von i' (gestrichelte Linie) aufgetragen; der Schnittpunkt S dieser Kurven, welche hier als gerade Linien dargestellt sind, gibt dann einen möglichen stationären Zustand; wir wollen untersuchen, ob dieser für Gleichstrom labil oder stabil ist. Da wir auch hier voraussetzen, daß die Selbstinduktion des äußeren Stromkreises und die Kapazitäten zwischen den Endpunkten von W und W' unendlich klein sind, ist immer $i = i'$ und $V + V' = V_0$, so daß auch bei einer Abweichung aus S der Punkt (i, V) immer mit dem Punkt (i', V') zusammenfällt. Für die Änderung

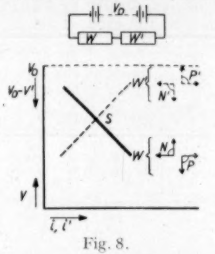


Fig. 8.

des Zustandes nach einer Gleichgewichtzerstörung gelten für W die ausgezogenen Winkelquadranten P und N, für W', der geänderten Auftragung von V' gemäß, die gestrichelten Winkelquadranten P' und N'. Man kann nun leicht für jeden der zu betrachtenden Fälle entscheiden, unter welchen Umständen stabiles bzw. labiles Gleichgewicht vorliegt. Wir wählen als Beispiel die Kombination $W_a' + W_c$, wobei die Neigung der W_a' entsprechenden Linie DE gegen die i-Achse größer sein möge als die der W_c entsprechende Linie AC (Fig. 9). Weil die ganze Figur symmetrisch ist in bezug auf den Punkt B, brauchen wir nur die Verhältnisse in einem Winkel von 180° um B herum zu betrachten, z. B. in dem Gebiet ADC. Es sind dabei drei verschiedene Fälle unterschieden, je nachdem eine durch die Punkte F, G oder H angegebene Abweichung vom Gleichgewichtszustand B vorliegt. Für jeden dieser Punkte ist die Richtung, worin sich der Zustand bewegt,

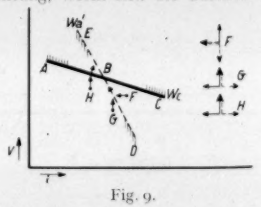


Fig. 9.

durch einen Pfeil angegeben; diese Richtung ist als die Resultante der Bewegungsrichtung beider Systeme gemäß den in der Fig. 9 angegebenen Richtungen aufzufassen. (Siehe die Detailzeichnung.) Es ergibt sich also für die Punkte F und G eine Rückkehr zur Linie BD und weiter längs der Linie BD, welche im negativen Gebiet von W_c liegt, zu B. Der Punkt H kehrt zurück zu der

1) Für kompliziertere „Widerstände" trifft dies nicht immer zu, vgl. § 6.

2) K. Steimel, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **36**, 161, 1930. Steimel leitet die Stabilitätsbedingungen ab, indem er den negativen Wechselstromwiderständen erster und zweiter Art verschiedene Triodenschaltungen zuordnet.

3) H. Busch, Ann. d. Phys. (4) **64**, 402, 1921. Vgl. § 6.

4) A. W. Hull, Proc. Inst. Radio Eng. **6**, 5, 1918; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **14**, 47 u. 157, 1919.

5) K. Steimel, a. a. O.

Linie $A\,B$ und geht dort in das Gebiet ABE über; in diesem Gebiet erfolgt, weil es symmetrisch mit CBD ist, wieder eine Rückkehr zu B. Die in Fig. 9 dargestellte Kombination ist also stabil.

Auf ähnliche Weise lassen sich die weiteren Fälle behandeln; dabei fordert jedoch die Kombination $W_a + W_a$ eine nähere Betrachtung, wie

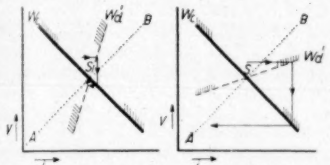


Fig. 10a. Fig. 10b.

aus der Fig. 10 hervorgeht. Die Pfeile weisen dabei in die Richtung eines Umkreisens des Punktes S; im Falle der Fig. 10a wird dabei jedoch die Größe der Abweichung geringer (Stabilität), im Falle der Fig. 10b wird sie größer (Labilität). Es kommt dabei offenbar auf die Neigung der Linie für W_a in bezug auf die Linie AB (symmetrisch zu W_c in bezug auf die i-Achse) an, wir können das Resultat so formulieren: Die Kombination von einem negativen Widerstand erster Art mit einem negativen Widerstand zweiter Art ist stabil, wenn der erste eine kleinere Neigung gegen die i-Achse aufweist (d. h. weniger stark negativ ist) als der zweite. Diese Regel wurde in besonders zu diesem Zweck angestellten Versuchen bestätigt gefunden.

Auf folgende Weise kann man die Bedingung für Gleichstromstabilität bezw. -labilität für alle Kombinationen zweier Widerstände in einer Figur angeben. Alle vier Arten von Widerständen

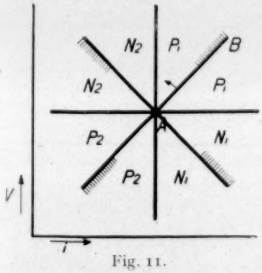


Fig. 11.

(a–d) von allen möglichen Größen werden erhalten, wenn man eine halbe gerade Linie AB mit dem positiven Gebiet an der schraffierten Seite um den Punkt A rotieren läßt; im ersten Quadrant ergibt sich dann ein positiver Widerstand erster Art (P_1), im zweiten Quadrant ein negativer Widerstand zweiter Art (N_2) usw. (Fig. 11). Alle Kombinationen zweier Wider-

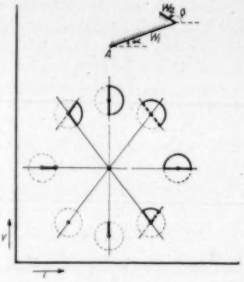


Fig. 12.

stände W_1 und W_2 bekommt man, wenn man W_1 und W_2 beide auf diese Weise um 360° rotieren läßt und jede Richtung von W_1 mit jeder Richtung von W_2 kombiniert. Das ist in Fig. 12 ausgeführt, W_1 und W_2 sind darin beide (im Gegensatz zu Fig. 8–10) in der üblichen Weise aufgetragen (V als Funktion von i). Für jede Richtung von W_1 ist aus der Figur abzulesen, in welchem Winkelbereich die Richtung von W_2 liegen muß, damit Gleichstromstabilität bzw. -labilität auftritt (Stabilität: ausgezogene Bogen; Labilität: gestrichelte Bogen). In der Fig. 13 ist dasselbe noch auf eine etwas andere Weise angegeben, indem die Winkel α und β (vgl. Fig. 12), welche W_1 bzw. W_2 mit der i-Achse bilden, linear aufgetragen sind, für die Wertepaare α, β, welche in dem schraffierten Gebiet liegen, herrscht Gleichstromstabilität. Aus diesen Vorstellungen ist noch ersichtlich, daß im dritten Quadrant immer Labilität auftritt, das heißt: ein positiver Widerstand zweiter Art ist durch keinen anderen Widerstand zu stabilisieren.

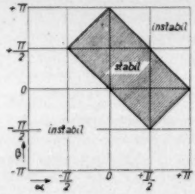


Fig. 13.

6. Fälle, in denen die vorhergehenden Betrachtungen nicht anwendbar sind.

Wir haben in § 4 die Betrachtungen des § 3 verallgemeinert und auch bei anderen Widerständen die Charakteristik als die Grenze zwischen einem positiven und einem negativen Ge-

biet aufgefaßt; dabei wurde ebenfalls das in § 3 genannte Kriterium zur Unterscheidung zwischen dem positiven und dem negativen Gebiet angewendet. Diese Betrachtungen sind jedoch nur auf einfache Widerstände anwendbar. Wenn man z. B. einen negativen Widerstand erster Art N_1 mit einem negativen Widerstand zweiter Art N_2 in Serie schaltet und die Kombination als einen einzigen Widerstand K auffaßt (Fig. 14), so ist K nicht in eine der vier genannten Kategorien unterzubringen. Eine Abweichung EF aus dem Gleichgewichtzustand von K kann nämlich einer Abweichung CD von N_1 oder einer Abweichung AB von N_2 entsprechen oder einer Zusammenwirkung zweier Abweichungen. Korrespondiert EF mit CD, so müßte F als ein Punkt im positiven Gebiet bezeichnet werden, korrespondiert EF dagegen mit AB, so würde F zum negativen

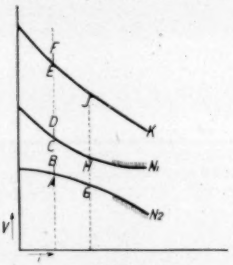


Fig. 14.

Gebiet gehören. Damit hängt auch zusammen, daß K mit einem Vorschaltwiderstand null links von J labil, rechts von J stabil ist (wenn N_1 und N_2 in H bzw. G die gleiche Neigung haben; vgl. § 5).

Es handelt sich hier um Widerstände, welche aus zwei verschiedenen Teilen, die sich unabhängig voneinander einstellen können, bestehen. Für diesen Fall kann zwar die Charakteristik auf die übliche Weise in einem i-V-Diagramm dargestellt werden, die Punkte außerhalb der Charakteristik bestimmen jedoch den Zustand nicht mehr genügend eindeutig, und deshalb kann dabei auch im allgemeinen nicht mehr von einem positiven Gebiet auf der einen und einem negativen Gebiet auf der anderen Seite die Rede sein[1]).

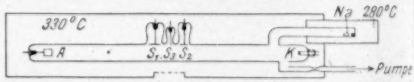
1) Aus diesem Grunde kann auch eine Kombination von zwei negativen Widerständen zweiter Art in Serie nicht mehr als ein negativer Widerstand zweiter Art bezeichnet werden; bei einem genügend langen Eisendrahtwiderstand in Wasserstoff (§ 4 d) teilt dieser sich darum unter Umständen in Stücke verschiedener Temperatur, vgl. H. Busch, a. a. O.

Eindhoven, 27. Juli 1932.

M. J. Druyvesteyn, Die Energiebilanz der positiven *Na*-Säule. (Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven-Holland.)

Die sichtbare Strahlung von *Na*-Lampen besteht vornehmlich aus den beiden *D*-Linien. Die Lichtausbeute wurde an verschiedenen *Na*-Lampen gemessen. Der höchste von mir gemessene Nutzeffekt war 30 I. K. für ein Watt Leistung für die Strahlung senkrecht zu einer positiven Säule mit einem Durchmesser von 32 mm (ohne Korrektur für die Absorption der Röhrenwand und des Glasfensters vor dem Ofen). Die nützliche Lichtausbeute ist in diesem Falle 75 Proz. Eine ähnliche hohe Lichtausbeute hat Pirani[1]) erhalten. Um diese Resultate besser zu verstehen, wurde die Energiebilanz einer positiven Säule in *Na* studiert.

An einem bestimmten Stück einer positiven Säule wurden gemessen: die Leistung $i \cdot V$, die Strahlung und die Wandverluste. Die Fig. gibt die Röhre an. Der kleine Ofen, der den *Na*-Dampfdruck bestimmt, war immer auf einer Temperatur von ungefähr 280° C, was einem *Na*-Dampfdruck von $5 \cdot 10^{-3}$ mm entspricht; der große



Ofen war immer 330° C. K und A sind Glühkathode und Anode der Säule. s_1 und s_2 sind zwei flache Sonden, ihre Oberfläche fällt mit der Glaswand zusammen; s_3 ist eine Drahtsonde. Die Leistung auf dem Stück zwischen s_1 und s_2 wurde bestimmt durch den Säulenstrom, zu multiplizieren mit dem Potentialunterschied, der zwischen s_1 und s_2 besteht, wenn der Sondenstrom in den beiden Sonden Null ist. Die Strahlung wurde in der Richtung senkrecht zur Säule mit einer geeichten Thermosäule gemessen. Da gefunden wurde, daß die Strahlung sowohl der *D*-Linie wie der ultraroten Linien ungefähr dem Lambertschen Gesetz folgt ($I(\varphi) = I(0) \cos \varphi$), ist auch die Gesamtstrahlung bekannt. Außer der *D*-Linie sind nur die drei ultraroten Linien 0,82, 1,14 und 2,20 μ stark. Durch zwei Filter wurden die *D*-Linie und die drei ultraroten Linien (diese drei Linien wurden zusammen gemessen) gesondert gemessen. Es zeigte sich, daß das Intensitätsverhältnis der drei ultraroten

1) M. Pirani, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 482, 1930. Congrès intern. d'électr. Paris 1932, 6e section, rapport No. 5. — A. H. Compton und C. C. van Voorhis, Phys. Rev. **21**, 210, 1923.

Linien zur D-Linie mit steigender Stromstärke zunahm (Tabelle I), was wahrscheinlich mehrfachen Prozessen, wie z. B. Anregung aus dem $2p$-Zustand, zuzuschreiben ist.

Tabelle I.

i	V	Totalstrahlung = 100 %	
		D-Linie	$I.R.$
0,2 A	7,15 V	87,4 %	12,3 %
1,5 A	4,45 V	79,6 %	23,5 %
3,0 A	3,13 V	69,0 %	32,5 %

Um die Wandverluste zu bestimmen, wurde der positive Ionenstrom zu den flachen Sonden extrapoliert bis zum Potential, wo der Sondenstrom Null ist: i_+. Es sei O_w die Oberfläche der Säulenwand zwischen s_1 und s_2, O_s die Oberfläche der Sonde, V_i die Ionisierungsspannung von Na, V_w das Potential der Wand, V_r das Raumpotential und eV_0 die mittlere Energie der Elektronen, dann ist der Wandverlust:

$$i_+ \cdot \frac{O_w}{O_s} \cdot (V_r - V_w + \tfrac{4}{3} V_0 + V_i).$$

Es zeigte sich, daß in reinem Na-Dampf die gemessene Leistung der Summe der Strahlung und der Wandverluste gleich war. Dieses Resultat wurde an einigen Röhren von 3 bis 4 cm lichter Weite bei Strömen von 0,2 bis 3,0 A mit einem Fehler von 5 Proz. erhalten. Wenn die Röhre aber noch ein wenig Gas abgab (z. B. $2 \cdot 10^{-4}$ mm), war die Leistung größer als Strahlung + Wandverluste; vielleicht ist dies der Formung von negativen Ionen zuzuschreiben.

Kürzlich hat Mohler[1]) Messungen der Energiebilanz in Cs-Dampf mitgeteilt. Bei kleinem Strom und kleinem Gasdruck stimmen seine Resultate mit den meinigen überein, bei größeren Strömen und größeren Cs-Gasdrucken bleibt jedoch bei Mohler ein unbekannter Energieverlust übrig.

Wenn dem Na ein Edelgas, z. B. Ne, zugemischt wird, bleibt bei einem Ne-Druck von einigen Millimetern die Leistung innerhalb der Meßfehler gleich Strahlung + Wandverluste. Bei größerem Druck treten Extraenergieverluste auf. Es ist wahrscheinlich, daß diese Verluste den Energieverlusten zuzuschreiben sind, welche die Elektronen bei den elastischen Stößen gegen die Edelgasatome erleiden.

1) T. L. Mohler, B. of St. J. of Res. 9, 25, 1932.

Eindhoven, 2. September 1932.

G. Mierdel (Berlin-Siemensstadt), Über die Wanderungsgeschwindigkeit suspendierter Staubteilchen in Elektrofiltern[1]).

In einem Elektrofilter geht die Entfernung von festen oder flüssigen Schwebeteilchen aus Gasen in der Weise vor sich, daß die Teilchen in eine unipolare Ionenatmosphäre gebracht werden, sich dort aufladen und dann unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes an die sog. Niederschlagselektrode wandern, wo sie sich abscheiden. Der Erfolg der Reinigung ist abhängig von dem Verhältnis der Wanderungsgeschwindigkeit w der Teilchen zur Gasgeschwindigkeit v, ferner natürlich von den Dimensionen des Filters. Speziell für ein Rohrfilter (Rohr mit axial ausgespanntem Sprühdraht) ist der Bruchteil des im Filter zurückgehaltenen Staubes gegeben durch $\eta = 1 - \exp. \left[\frac{-2wL}{Rv}\right]$, wo R und L Radius bzw. Länge des Rohrfilters bedeuten. Ein analoger Ausdruck gilt für die Verteilung des Staubniederschlages längs des Rohres. Man kann also durch Aufnahme solcher Staubverteilungskurven die Wanderungsgeschwindigkeit w des einzelnen Staubkornes ermitteln. Da nun aber die letztere von der Korngröße abhängig ist, muß bei Ausführung des Versuches darauf geachtet werden, daß nur Staub von möglichst homogener Beschaffenheit ins Filter gelangt. Aus diesem Grunde und wegen weiterer Komplikationen, auf die hier nicht eingegangen werden soll, lassen sich am Betriebsfilter angestellte Beobachtungen nicht zur Messung der Wanderungsgeschwindigkeit von Teilchen benutzen. Dagegen kann der Laboratoriumsversuch bei Beachtung verschiedener Fehlerquellen richtige Werte hierfür geben.

Es wurden in einem horizontalliegenden Rohrfilter für drei verschiedene Korngrößen (60 bis 75 μ, 20 μ und etwa 0,2 μ) die entsprechenden Niederschlagsverteilungskurven aufgenommen. In Fig. 1 sind dieselben in logarithmischer Darstellung wiedergegeben. Man erkennt an der Geradlinigkeit die Gültigkeit der obigen Exponentialformel. Aus der Neigung der Geraden kann nun in einfacher Weise die Wanderungsgeschwindigkeit w berechnet werden. Wir wollen die so erhaltenen Werte mit den aus der maximalen Aufladung von Schwebeteilchen und der herrschenden Feldstärke zu erwartenden Werten vergleichen.

Die Aufladung von Teilchen innerhalb einer unipolaren Ionenatmosphäre geht in der Weise vor sich, daß infolge ihrer ungeordneten Bewegung die Ionen von allen Seiten regellos auf

1) Erscheint demnächst ausführlicher in der Zeitschr. f. techn. Phys.

die Teilchenoberfläche auftreffen. Ob sie daran festgehalten werden, hängt davon ab, ob ihre kinetische Energie groß genug ist, um die durch

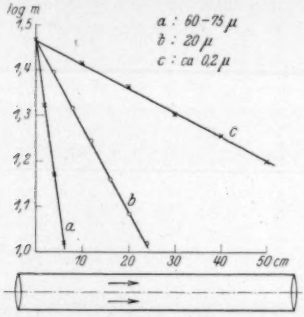


Fig. 1.

allmähliche Aufladung des Teilchens in seiner Nähe entstehende Abstoßungssphäre zu durchstoßen und bis in das Gebiet der Influenzwirkung vorzudringen. Bei größeren Teilchen (etwa oberhalb 1 μ Durchmesser) macht sich die äußere Feldstärke in der Weise bemerkbar, daß beträchtlich höhere Grenzladungen erreicht werden. Durch eine Reihe von theoretischen und experimentellen Arbeiten (Deutsch, Kallmann, Schweitzer, Seeliger, Ladenburg u. a.) dürften nunmehr die Verhältnisse befriedigend geklärt sein. Danach folgt für Teilchen, deren Durchmesser kleiner als etwa 1 μ ist, eine mit dem Teilchenradius proportionale Ladung, für größere Teilchen dagegen steigt die Ladung mit dem Quadrat des Radius an. Berechnet man die

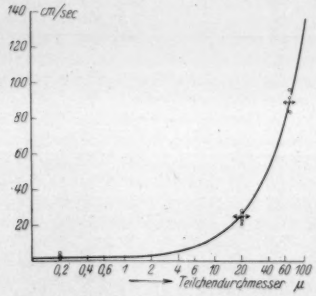


Fig. 2.

Wanderungsgeschwindigkeit nach dem Stokesschen Gesetz, und zwar für ein Feld von 6,7 ESE, so erhält man die in Fig. 2 gezeichnete Kurve. In diese Figur sind nun auch sämtliche aus der Niederschlagsverteilung ermittelte Werte für die Wanderungsgeschwindigkeit w als Kreise eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Man kann also die Filterwirkung restlos erklären durch die Abwanderung der Teilchen kraft ihrer Aufladung und der wirksamen Feldstärke, ohne weiter Hypothesen, wie etwa die Teilnahme des elektrischen Windes, heranziehen zu müssen.

Ludwig Bergmann (Breslau), Über die Verwendung der Selen-Sperrschicht-Photozelle zu physikalischen Messungen[1]. (Aus dem Physikalischen Institut der Universität Breslau.)

1. Photoelektrisches Relais zur Vergrößerung kleiner Drehbewegungen.

Ich habe vor einiger Zeit an dieser Stelle[2]) eine photoelektrische Relaisanordnung beschrieben, die unter Benutzung einer Selen-Sperrschicht-Photozelle und einer optischen Anordnung zur Vergrößerung kleiner Drehbewegungen, wie sie in der messenden Physik z. B. bei Spiegelgalvanometern, Torsionen eines Drahtes, Dilatometern usw. vorkommen, dienen soll. Diese Anordnung hat sich inzwischen besonders bei Messungen im Ultrarot sehr gut bewährt[3]), wobei nur der eine Nachteil auftrat, daß sich Schwankungen der Lichtquelle störend bemerkbar machten. Um diese Störungen auszuschalten, habe ich die Anordnung zu einer Art Nullmethode umgestaltet, die im Prinzip in der Fig. 1 wiedergegeben ist. Die möglichst intensive Lichtquelle Q beleuchtet über zwei Kondensoren L_1 und L_2 die rechteckige Blende B_1, die mittels des Objektivs L_3 über den Spiegel S_1, dessen Drehbewegung gemessen werden soll, auf der Photozelle Z_1 abgebildet wird. Die Zellenoberfläche ist mit einer Maske bedeckt, die eine

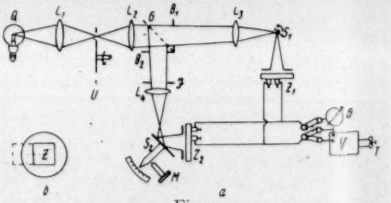


Fig. 1.

1) Eine ausführlichere Mitteilung erscheint in der Zeitschrift für techn. Physik.

2) Physik. Zeitschr. **32**, 688, 1931.

3) F. Matossi, Anwendung des photoelektrischen Relais im Ultrarot, Physik. Zeitschr. 32, 690, 1931; R. Bowling Barnes u. F. Matossi, Messungen mit dem photoelektrischen Relais, Zeitschr. f. Phys. **76**, 24, 1932.

Öffnung in der Größe des dort entstehenden Blendenbildes hat. In diese Öffnung wandert das helle Bild der Blende hinein (Fig. 1b), wenn sich der Spiegel S_1 dreht, und der entstehende Photostrom ist der Drehbewegung proportional. So weit ist die Anordnung identisch mit der früher beschriebenen. Nun ist vor der Blende B_1 eine Glasplatte P angebracht, die einen Teil des Lichtes zur Beleuchtung einer zweiten rechteckigen Blende B_2 abzweigt. Ein Objektiv L_4 bildet diese Blendenöffnung über einen drehbaren Spiegel S_2 auf der Oberfläche einer zweiten Photozelle Z_2 ab, die ebenfalls mit einer entsprechenden Maske bedeckt ist. Der Spiegel S_2 ist mittels einer Mikrometerschraube M drehbar und die Intensität des Lichtes auf diesem Wege kann durch eine Irisblende I beliebig geschwächt werden. Die beiden Photozellen sind gegeneinander geschaltet und mit einem Galvanometer G verbunden. Die Messung der Drehung des Spiegels S_1 gestaltet sich nun folgendermaßen. Dreht sich S_1, so entsteht in der Zelle Z_1 ein Photostrom, der einen Ausschlag am Instrument G erzeugt. Nun wird durch Verdrehen des Spiegels S_2 die Zelle Z_2 so weit beleuchtet, daß dieser Ausschlag auf Null herabgeht. Die an der Mikrometerschraube M bzw. auf optischem Wege mit Lichtzeiger abgelesene Drehung des Spiegels S_2 ist ein Maß für die Drehung von S_1, und zwar ist sie in bezug auf letztere um so größer, je größer das Verhältnis der Lichtintensitäten ist, die durch das Objektiv L_3 bzw. L_4 hindurchgehen. Dieses Verhältnis kann aber durch Zuziehen der Irisblende I beliebig groß gemacht werden. Die Größe des erreichbaren Vergrößerungsfaktors ist dann lediglich durch die Größe der Zellenoberfläche von Z_2 bestimmt. Die vorläufigen Versuche ergaben eine 500–1000fache Vergrößerung der zu messenden Drehung von S_1, die durch Verwendung von Strichgittern an Stelle der Blende B_1 und der Maske auf der Zelle Z_1 sich noch weiter erhöhen läßt, worauf ich in der früheren Arbeit schon hingewiesen habe. Das Wesentliche bei der jetzigen, als Nullmethode ausgebildeten Anordnung ist aber, daß sich Schwankungen der Lichtquelle nicht mehr störend bemerkbar machen. Wird schließlich das Licht zwischen den Kondensoren L_1 und L_2 durch eine rotierende Lochscheibe U in Tonfrequenz unterbrochen, so kann an Stelle des Galvanometers G ein Niederfrequenzverstärker mit Telephon als Nullindikator benutzt werden.

2. Differential-Sperrschicht-Photozelle.

Die von mir früher beschriebene Selen-Sperrschicht-Photozelle[1]) läßt sich in einfacher Weise dadurch zu einer Differentialzelle umgestalten, daß die kreisrunde, lichtempfindliche Fläche durch einen sehr feinen Schnitt in zwei gleich große Teile zerlegt wird, wie es Fig. 2 in Aufsicht und Querschnitt zeigt. Dieser Schnitt trennt sowohl die aufgestäubte lichtdurchlässige Metallelektrode in zwei Teile c_1 und c_2, als auch die Selenschicht in zwei Hälften b_1 und b_2. Dadurch liegen jetzt auf der gemeinsamen Trägerplatte a dicht nebeneinander zwei Photoelemente; wird an die beiden Elektroden c_1 und c_2 ein Galvanometer angeschlossen, so zeigt dieses den Ausschlag Null, wenn beide Zellenhälften mit gleicher Lichtintensität bestrahlt werden. Durch Parallelschaltung von Widerständen W_1 und W_2 können die Zellenhälften auch elektrisch aufeinander abgeglichen werden. In dieser Form läßt sich die Zelle bequem zu photometrischen Zwecken, z. B. in Halbschattenapparaten, Kolorimetern usw., verwenden.

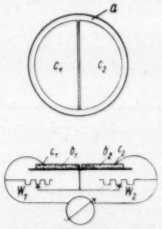


Fig. 2.

Auch zu anderen physikalischen Messungen kann diese Differentialzelle mit Erfolg benutzt werden. Ich erwähne als Beispiel Längenmessungen, die sich so ausführen lassen, daß mit der Vorrichtung, deren Verschiebung gemessen werden soll, ein hell beleuchteter Spalt verbunden wird, den ein Objektiv so auf die Zelle abbildet, daß das Spaltbild parallel zur Trennungslinie auf der Zelle liegt und beide Zellenhälften gleich hell beleuchtet werden. Verschiebt sich dann der Spalt senkrecht zur Trennungslinie, so erhält die eine Zellenhälfte mehr, die andere entsprechend weniger Licht, und ein angeschaltetes Meßinstrument gibt einen Ausschlag, der der Spaltverschiebung proportional ist.

Wird ferner der Spalt über einen Drehspiegel auf die Zelle in der beschriebenen Weise abgebildet, so lassen sich minimale Schwingungen des Spiegels durch einen an die Zelle angeschlossenen Verstärker noch nachweisen, und diese Methode, die z. B. für Dekrementsbestimmungen schwingender Systeme von Bedeutung ist, läßt sich noch durch Benutzung geeigneter Strichgitter an Stelle des einfachen Spaltes außerordentlich empfindlich gestalten. Hierüber ist in

1) Physik. Zeitschr. **32**, 286, 1931. Hersteller auch der neuen Differentialzellen: S. A. F., Nürnberg 2.

der oben erwähnten ausführlichen Mitteilung mehr gesagt. Durch Projektion eines Flüssigkeitsmanometers mit undurchsichtiger Flüssigkeit auf die Differentialzelle, so daß je ein Manometerschenkel auf eine Zellenhälfte fällt, läßt sich ein empfindliches Fernmanometer für kleine Druckdifferenzen herstellen.

3. Gleichstromverstärker.

Es ist sehr oft erwünscht, schwache Gleichströme, wie sie z. B. Thermoelemente oder Sperrschichtphotozellen bei schwacher Bestrahlung liefern, so zu verstärken, daß sie sich quantitativ mit unempfindlichen Zeigerinstrumenten nachweisen lassen oder daß sie eine Relaisanordnung zwecks Schließen oder Öffnen eines zweiten Stromkreises betätigen. Ich habe versucht, dieses Problem dadurch zu lösen, daß ich ein hochempfindliches Zeigergalvanometer, das auf die kleinen vorgegebenen Ströme gerade noch anspricht, mit einer Selensperrschicht-Photozelle nebst Beleuchtungseinrichtung kombinierte. Zu diesem Zweck erhält der Zeiger des betreffenden Instrumentes an seinem Ende eine kleine quadratische Blende, die in der Ruhelage des Zeigers eine gleich große Öffnung in einer Blendenscheibe verschließt. Diese Öffnung wird von oben intensiv beleuchtet, während sich darunter eine kleine Sperrschicht-Photozelle befindet. Bei einem kleinen Ausschlag des Zeigers wird die Öffnung etwas frei gegeben und der hindurchtretende Lichtstrom erzeugt einen Photostrom, der um ein Vielfaches größer ist als der primäre, das Galvanometer betätigende Strom. Bei Benutzung einer 100-Watt-Lampe ließ sich eine etwa 900fache Verstärkung erreichen. Diese Verstärkung läßt sich aber durch eine Art galvanischer Rückkopplung des Photostromes auf den Primärstromkreis noch beträchtlich erhöhen. Zu diesem Zweck liegt im Photozellenkreis ein Widerstand, von dem ein Teil gleichzeitig im Primärkreis des Galvanometers liegt. Gibt nun dieses durch einen kleinen Ausschlag die Blendenöffnung nur spurenweise frei, so erzeugt der Photostrom am Widerstand einen Spannungsabfall, der sich bei richtiger Polung zur EMK, die das Galvanometer betreibt, hinzuaddiert, so daß sich der Zeiger weiterbewegt und damit der Photostrom weiter anwächst, bis ein stabiler Endzustand erreicht ist. Mit einer so ausgeführten Apparatur ließ sich noch eine 3000fache Verstärkung erreichen. Bezüglich näherer Einzelheiten sei auf die oben erwähnte ausführliche Mitteilung verwiesen.

H. Senftleben (Breslau), Bildung von Doppelmolekülen in Gasen unter der Einwirkung elektrischer Felder.

Der Wärmestrom, welcher in einem Gase von einem über die Temperatur der Umgebung erhitzten Drahte ausgeht, wird in seiner Stärke beeinflußt, wenn man das Gas elektrischen oder magnetischen Feldern aussetzt. Diese Erscheinung ist vom Verfasser vor einiger Zeit beschrieben worden[1]). Bei den vorliegenden Ausführungen handelt es sich um den Versuch einer Deutung des Einflusses elektrischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen. In einer früheren Arbeit[2]) konnte bereits gezeigt werden, daß die Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder gänzlich verschiedenartiger Natur ist. Das Magnetfeld beeinflußt das molekulare Wärmeleitvermögen des Gases, und zwar setzt es dessen Wert herab. Das elektrische Feld dagegen bewirkt eine Vergrößerung des Wärmestromes, die aber an die Möglichkeit des Auftretens von Konvektionsströmungen im Gase gebunden ist und bei Verhinderung derselben nicht eintritt. Die Gasströmung wird dabei von einem heißen Draht hervorgerufen; oberhalb desselben steigen die erhitzten Gase auf, von unten strömen kältere heran. Der erhitzte Draht liegt in der Achse eines Metallzylinders[3]), zwischen diesen und den Draht wird eine Potentialdifferenz gelegt, so daß ein inhomogenes, aber in der Nähe des Drahtes sehr starkes radialgerichtetes elektrisches Feld entsteht. In diesem Feld zeigt der

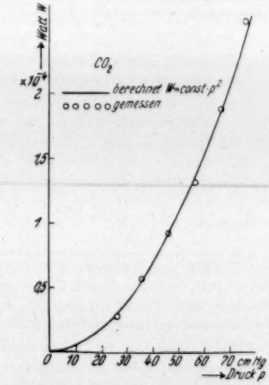


Fig. 1.

1) H. Senftleben, Physik. Zeitschr. 31, 961, 1930; **32**, 550, 1931.
2) H. Senftleben, Zeitschr. f. Phys. 74, 757, 1932.
3) Nähere Angaben vgl. Zeitschr. f. Phys. 74, 757, 1932.

Draht — bei gleicher Zufuhr elektrischer Heizungsenergie — eine tiefere Temperatur als ohne Feld; ein Zeichen dafür, daß eine Vergrößerung des Wärmetransportes eingetreten ist. Bereits früher ist vom Verfasser darauf hingewiesen worden, daß die Gesetzmäßigkeiten, denen dieser „elektrische Effekt" in seiner Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen folgt, darauf hindeuten, daß eine Art Gasreaktion im elektrischen Felde eintritt. Diese kann in reinen Gasen nur in einer Bildung von Mehrfachmolekülen bestehen. Von diesen Gesetzmäßigkeiten ist es vor allem die Abhängigkeit des Effektes von Druck und Temperatur, welche vollkommen analog derjenigen ist, die eine chemische Reaktion von der Form $A + A = A_2$ zeigt. Messungen über den Einfluß des Druckes sind in Fig. 1 dargestellt.

Es ist aus dem Vergleich der ausgezogenen Kurve mit den gemessenen Werten des Effektes deutlich ein quadratischer Anstieg mit dem Druck zu ersehen. Die Abhängigkeit des Effektes von der Temperatur zeigt Tab. I.

Tabelle I.

Abhängigkeit des Effektes von der Temperatur. (Feldstärke 60000 Volt/cm, 550 mm Druck.)

T (abs.)	Änderung des Wärmestroms in Watt $\times 10^4$			
	Ar	CO_2	C_3H_6O (Aceton)	NO_2
293	0,52	2,4	31	40
313	0,42	1,95	23	14
333	0,36	1,6	19	5
353	0,30	1,35	16	2

Die starke Abnahme der Werte mit steigender Temperatur ist durch eine Exponentialkurve darstellbar, gerade wie es die Annahme einer Reaktion erwarten läßt. Ein weiterer Hinweis auf eine solche folgt aus den Ergebnissen von Untersuchungen über den Einfluß des Zusatzes von Fremdgasen. Setzt man einem Gase, welches den Effekt in besonders starkem Maße zeigt (Aceton), ein anderes Gas, in welchem der Effekt viel schwächer auftritt (Luft), zu, so ist zu erwarten, daß der Effekt des ersten Gases durch das Zusatzgas nicht verändert wird, wenn es sich um eine Doppelmolekülbildung im ersten Gas handelt. Diese Erwartung wird durch die Versuche bestätigt. Die Einwirkung, welche ein großer Zusatz von Luft auf den von Acetondampf herrührenden Effekt ausübt, besteht in einem nicht wesentlichen Anwachsen desselben und rührt erstens daher, daß die Luft selbst einen kleinen Effekt zeigt, und zweitens daher, daß infolge des starken Wachsens des Gesamtdruckes die Konvektionsströmung wächst und den Effekt vergrößert.

Alle diese Resultate weisen darauf hin, eine Deutung des Effektes zu versuchen auf Grund der Arbeitshypothese, daß in einem Gas durch die Einwirkung des elektrischen Feldes sich Mehrfachmoleküle bilden. Tritt eine solche Assoziation[1]) ein, so muß für sie nach dem Massenwirkungsgesetz die Beziehung gelten

$$\frac{p}{(P-p)^\nu} = \text{const},$$

wenn p der Partialdruck der Mehrfach- (ν-fach-) Moleküle und P der Gesamtdruck ist. Bei schwacher Assoziation — und eine solche kommt hier in den meisten Fällen nur in Frage — tritt wesentlich nur eine Bildung von Doppelmolekülen auf, d. h. ν ist gleich 2 zu setzen. p ist dann sehr klein gegen P, und die obige Gleichung lautet in diesem Falle

$$\frac{p}{P^2} = K.$$

Führt man in der Gleichgewichtskonstanten K vermittels der Gleichung der Reaktionsisochore die Wärmetönung Q ein, so erhält man für die Zahl n der Moleküle pro Volumeneinheit

$$n = \text{const}\,\frac{P^2}{T}\,e^{\frac{Q}{kT}}\cdots \qquad (1)$$

(k = Boltzmannsche Konstante).

In einem Gase, dessen Moleküle fertige Dipole vom Moment μ enthalten, wird die Assoziationswärme Q mindestens zum Teil auf die gegenseitige Einwirkung der Dipole zurückzuführen sein, so daß $Q = Q_0 + Q_1$ gesetzt werden kann, wobei Q_1 durch μ bestimmt ist. Ein elektrisches Feld ruft nun in jedem Gas induzierte Dipole hervor, deren Einfluß sich ebenfalls in der Größe von Q bemerkbar machen muß. Der hierdurch bewirkte Zusatz Q_2 zur Wärmetönung kann formal proportional dem Quadrat[2]) der Feldstärke $\mathfrak{E}$ gesetzt werden. $Q_2 = a\mathfrak{E}^2$. Also gilt allgemein im elektrischen Felde

$$Q = Q_0 + Q_1(\mu) + a\mathfrak{E}^2.$$

Auf die Gasmoleküle wird nun, soweit sie fertige Dipole tragen, vom elektrischen Feld eine richtende Kraft ausgeübt, so daß die Zahl der Zusammenstöße der Moleküle, bei denen die elektrischen Momente parallel liegen, zunimmt. Dies wird sich in einer Vergrößerung der Zahl der assoziierten Moleküle bemerkbar machen. Faßt man diese Überlegungen schematisch für eine Abänderung der Gleichung (1) zusammen,

1) Vgl. dazu S. 828.

2) Eine gerade Potenz von $\mathfrak{E}$ ist erforderlich, weil Q nicht von der Feldrichtung abhängen kann.

und setzt man die Wirkung des Feldes proportional dem Quadrat der Feldstärke an, so folgt für die Zunahme Δn der Zahl der Doppelmoleküle, wenn das Feld von o bis zum Wert $\mathfrak{E}$ steigt,

$$\Delta n = \text{const}\,\frac{P^2}{T^2}\,\mathfrak{E}^2\,e^{\frac{Q_0}{kT}}$$

(für Gase ohne Dipol),

$$\Delta n = \text{const}\,\frac{P^2}{T}\cdot b\cdot\mathfrak{E}^2\cdot e^{\frac{Q_1}{kT}}$$

(für Gase mit starkem Dipol).

Die Konstante b muß eine Funktion von μ sein und mit μ verschwinden. Die letzte Gleichung gilt in dem Falle, daß die Wirkung der fertigen Dipole so stark ist, daß die der induzierten Dipole dagegen zu vernachlässigen ist.

Bei der Bildung von Δn Doppelmolekülen wird die Wärmemenge $\Delta n \cdot Q$ frei. Die in der Volumeneinheit eines Gases beim Einschalten eines elektrischen Feldes $\mathfrak{E}$ entstehende Wärmemenge q ist also (für Moleküle mit großem Dipolmoment)

$$q = \text{const}\,\mathfrak{E}^2\,\frac{P^2}{T}\,Q_1\,e^{\frac{Q_1}{kT}}\cdots \qquad (2)$$

Es sei hier darauf hingewiesen, daß man zu der gleichen Abhängigkeit der entstehenden Wärmemenge von Feld, Druck und Temperatur gelangt, wenn man rein thermodynamisch den „elektrokalorischen Effekt" berechnet[1]), welcher beim Hereinbringen eines Dielektrikums in ein elektrisches Feld stets dann eintritt, wenn die elektrische Suszeptibilität von der Temperatur abhängt. Auf Grund thermodynamischer Überlegungen gelangt man zu der Formel

$$q = T\left(\frac{\partial \varkappa}{\partial T}\right)_p \frac{\mathfrak{E}^2}{2},$$

wobei $\varkappa$ die Suszeptibilität bedeutet, und $-q$ die Wärmemenge ist, welche pro Volumeinheit entsteht, wenn das elektrische Feld von o bis $\mathfrak{E}$ steigt. Benutzt man die Beziehungen, die zwischen der Suszeptibilität und der Molekularpolarisation bestehen, und verwendet man für die letztere die Ausdrücke, welche sich nach Debye[2]) für den Fall von Molekülen mit sehr starken Dipolen ergeben, so erhält man für q den Ausdruck:

$$\frac{\pi}{54}\cdot\frac{d^{12}}{\mu^4 k}\,\mathfrak{E}^2\,\frac{P^2}{T}\cdot\frac{2\mu^2}{d^3}\,e^{\frac{2\mu^2}{d^3 kT}}$$

(d = Molekulardurchmesser).

Führt man die Abkürzungen ein:

$$\frac{\pi}{54}\cdot\frac{d^{12}}{\mu^4 k} = \text{const} \quad \text{und} \quad \frac{2\mu^2}{d^3} = Q_1,$$

so ergibt sich schließlich:

$$q = \text{const}\,\mathfrak{E}^2\,\frac{P^2}{T}\,Q_1\,e^{\frac{Q_1}{kT}},$$

d. h. der gleiche Ausdruck für die erzeugte Wärmemenge wie in Gleichung (2) auf Grund der Annahme der Doppelmolekülbildung. Dies zeigt, daß die den chemischen Vorstellungen angepaßte Ausdrucksweise der Assoziation hier, zum mindesten bei Gasen mit starken Dipolen, noch ihre Berechtigung hat. Ob dies auch bei Gasen mit schwachen oder nur induzierten Dipolen noch zulässig ist, muß die weitere Untersuchung ergeben; möglich erscheint dies darum, weil die Gesetzmäßigkeiten des elektrischen Effektes an Gasen mit schwachen und induzierten Dipolen die gleichen sind wie bei denen mit großem Dipolmoment.

Die genauere Diskussion des Zusammenhanges dieses beschriebenen Wärmeeffektes mit dem vom Verfasser beobachteten Einfluß des elektrischen Feldes auf die Wärmeströmung muß einer ausführlicheren Veröffentlichung vorbehalten bleiben. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß die Kenntnis dieses Zusammenhanges durch Benutzung verschiedener Formen des elektrischen Feldes gewonnen werden kann. Der beschriebene Effekt kommt – kurz zusammengefaßt – dadurch zustande, daß die von unten gegen den Draht strömenden kühleren Gasmengen in das starke Feld in unmittelbarer Nähe des Drahtes gelangen; die hierbei, entsprechend den obigen Darlegungen, auftretende Wärme wird von dem Gasstrom weggeführt. Die gebildeten Doppelmoleküle dissoziieren durch die Einwirkung des vom heißen Drahte radial nach außen verlaufenden Wärmestromes; die zur Dissoziation verbrauchte Energie wird vom Draht geliefert, der sich infolgedessen abkühlt. Dieser Abkühlungseffekt wird gemessen und muß also dieselbe Abhängigkeit von Feldstärke, Temperatur und Druck zeigen wie die Größe q in Gleichung (2); denn durch diese Wärmemenge wird ja die zur Dissoziation verbrauchte Energie bestimmt.

Aus dieser Darlegung geht auch hervor, welche Rolle die Gaskonvektion beim Zustandekommen des Effektes spielt; ohne sie würde nur beim Einschalten des Feldes eine Erwärmung auftreten, welche viel zu klein ist, um in dieser Weise beobachtet und gemessen zu werden. Direkte Messungen (ohne elektrisches Feld) des Einflusses von Temperatur und Druck auf die durch Konvektion abgeführte Wärmemenge

1) P. Debye, Handbuch der Radiologie VI, Leipzig 1925, S. 752.
2) P. Debye, Handbuch der Radiologie VI, Leipzig 1925, S. 637 ff.

zeigen, daß in den bei den bisherigen Messungen in Frage kommenden Druck- und Temperaturbereichen die Abhängigkeit von diesen beiden Größen gering ist. Infolgedessen ist auch der von der Konvektion hervorgebrachte Einfluß auf Temperatur- und Druckabhängigkeit des Effektes gering. Dieser muß entsprechend Gleichung (2) proportional mit dem Quadrat des Druckes steigen; wie die Fig. 1 bereits zeigte, ist dies mit großer Genauigkeit erfüllt. Weiterhin soll die Abhängigkeit von der Feldstärke ebenfalls quadratisch sein. Tab. II zeigt, daß auch diese Forderung weitgehend erfüllt ist.

Tabelle II.

Abhängigkeit des Effektes von der Feldstärke.

Maximale Feldstärke in Volt/cm	Zunahme des Wärmestromes in Watt × 10^4 in					
	Ar		CO_2		C_3H_6O (Aceton)	
	gem.	ber.	gem.	ber.	gem.	ber.
37500	0,186	0,186	0,925	0,925	20	20
50000	0,337	0,331	1,64	1,64	37	35,6
62500	0,522	0,518	2,59	2,57	60	55,7

(Die berechneten Werte entsprechen einer quadratischen Abhängigkeit von $\mathfrak{E}$)

Bei Acetondampf zeigt sich ein etwas stärkeres als quadratisches Anwachsen des Effektes mit dem Felde. Dasselbe ergibt sich bei anderen Gasen mit großem Dipolmoment (vgl. z. B. die Fig. 4 in Zeitschr. f. Phys. *74*, 760, 1932). Dem läßt sich in den Formeln durch eine weitergehende Entwicklung ohne weiteres Rechnung tragen.

Was nun den Einfluß der Temperatur betrifft, so lassen sich die Messungsergebnisse in allen Fällen der durch die Gleichung (2) geforderten Form anpassen. Es muß dazu die Größe Q geeignet bestimmt werden. Wenn man diese, wie es in der vorangehenden Darstellung geschehen ist, mit der Assoziationswärme identifiziert, so erhält man also durch Messung des elektrischen Effektes bei verschiedenen Temperaturen die Möglichkeit, die Wärmetönung bei der Assoziation bzw. Dissoziation zu ermitteln. Die Ergebnisse der Berechnung von Q aus einigen Messungen an Argon, Kohlensäure und Sauerstoff (Gase ohne Dipolmoment) sowie an Acetondampf (mit Dipolmoment) sind in Tab. III zusammengestellt. Die Zahlen sind als vorläufig zu betrachten, und eine Herabsetzung der Fehlergrenze, welche bisher noch einige hundert Kalorien beträgt, ist durchaus möglich. Während sich für die dipollosen Gase sehr kleine Werte der Assoziationswärme ergeben, tritt der Einfluß des Dipolmomentes bei Aceton deutlich hervor.

Um Vergleiche der aus dem elektrischen Effekt sich ergebenden Werte für die Dissoziationswärme mit anderweitig bestimmten Werten dieser Größe ausführen zu können, wurde eine Reihe von Messungen an NO_2 ausgeführt. Dies Gas assoziiert bei Zimmertemperatur zu einem erheblichen Prozentsatz zu Doppelmolekülen. Die auf thermischem Wege ermittelte Wärmetönung (bei konstantem Volumen) beträgt 12300 cal. Auf dieses Gas können die oben wiedergegebenen Formeln darum nicht ohne weiteres angewendet werden, weil die (S. 827) angegebene Voraussetzung, daß der Assoziationsgrad klein ist, nicht erfüllt ist. Es kann also p gegen P nicht vernachlässigt werden. Führt man die Rechnung ohne diese Vernachlässigung näherungsweise durch, so zeigt sich, daß der Wert der Wärmetönung, welcher aus der unveränderten Formel (2) folgt, um so mehr in Richtung nach kleineren Werten hin von dem wahren Wert abweichen muß, je höher der Assoziationsgrad ist. Da dieser mit dem Druck abnimmt, so ist zu erwarten, daß die vermittels Formel (2) berechneten Werte um so richtiger werden, je kleiner der Druck ist, bei dem die Messungen ausgeführt wurden. Tab. III zeigt, daß die Ergebnisse durchaus diese Überlegungen bestätigen. Extrapoliert man die bei verschiedenen Drucken erhaltenen Werte Q auf sehr kleine Drucke, so erhält man einen Wert, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem auf ganz anderem Wege gewonnenen übereinstimmt.

Tabelle III.

Dissoziationswärmen.
(Bei konstantem Volumen).

Gas	cal.	
Ar	ca. 0	ohne Dipol
CO_2	ca. 0	
O_2	350	
C_3H_6O (Aceton)	1350	mit Dipol
NO_2	8300	670 mm Druck
NO_2	9000	550 mm Druck
NO_2	11100	260 mm Druck
NO_2	12700	extrapoliert auf 0 mm Druck
NO_2	12300	auf Grund thermischer Messungen

Aus allen diesen Überlegungen und Messungen geht also hervor, daß zur Deutung der Beobachtungen über den Einfluß eines elektrischen Feldes auf den Wärmestrom in Gasen die Annahme der Bildung von Doppelmolekülen geeignet ist. Die Untersuchungen werden experimentell und theoretisch weitergeführt, weil es möglich erscheint, auf diesem Wege zu einer genauen Bestimmung molekularer Größen, wie Dipolmoment, Wirkungsquerschnitt usw., zu gelangen.

Werner Braunbek (Stuttgart), Die elektrische Leitfähigkeit des Quecksilbers bei hohen Temperaturen und Drucken.

Die elektrische Leitfähigkeit des flüssigen Quecksilbers ist noch sehr wenig bei hohen Temperaturen untersucht worden. Die zahlreichen Präzisionsbestimmungen an Quecksilber liegen alle im Bereich zwischen 0 und 100° C, und nur einige wenige Meßreihen, die dazuhin untereinander nicht besonders gut übereinstimmen, reichen bis 360° C, dem normalen Kochpunkt des Quecksilbers. Oberhalb dieser Temperatur liegen überhaupt keine Messungen des elektrischen Widerstandes vor.

Die elektrische Leitfähigkeit ist nun besonders bei sehr hohen Temperaturen — und entsprechend hohen Drucken — von Interesse, bei Temperaturen, die in die Gegend des kritischen Punktes kommen, wo der Verlauf des elektrischen Widerstandes bei einer kontinuierlichen Umwandlung des Metalles vom flüssigen in den gasförmigen Zustand ein noch völlig ungelöstes Problem bildet. Der kritische Punkt des Quecksilbers liegt nach Schätzungen aus dem Dichteverlauf und der Dampfdruckkurve bei etwa 1600° C und 4000 Atm.

Wenn auch wenig Aussicht besteht, Widerstandsmessungen bis zum kritischen Punkt selbst oder gar darüber hinaus vorwärtstreiben zu können, so ist es doch mindestens möglich, weit über die bisher erreichten 360° hinauszukommen und vielleicht schrittweise zu immer höheren Temperaturen vorzudringen. Die Dampfdruckkurve, die von Bernhardt[1]) bis 1450° und 2000 Atm. verfolgt werden konnte, zeigt Fig. 1, in der auch die bisher ausgeführten Widerstandsmessungen eingezeichnet sind. Danach wären mit einem Druck von 300 Atm. etwas über 1000° C, mit einem Druck von 1000 Atm. fast 1300° C zu erreichen.

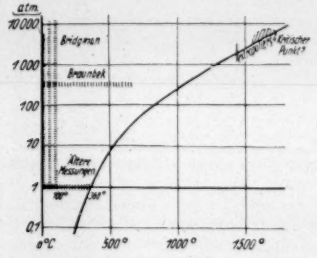


Fig. 1.

1) F. Bernhardt, Physik. Zeitschr. **26**, 265, 1925.

Ich habe bereits vor einiger Zeit[1]) den Widerstand des Quecksilbers mittels einer elektrodenlosen Wirbelstrommethode bis nahe an 400° C gemessen. Es ergab sich, daß bis zu dieser Temperatur mit großer Annäherung ein linearer Zusammenhang zwischen Temperatur und Leitfähigkeit — nicht spezifischem Widerstand — besteht. Dieser lineare Zusammenhang müßte, wenn er auch bei höheren Temperaturen streng gelten würde, schon bei 1100° C zur Leitfähigkeit Null führen. Es entsteht also die Aufgabe, zu prüfen, von welcher Temperatur ab dieser lineare Zusammenhang merklich verlassen wird.

Mit der ebengenannten Methode zu höheren Temperaturen zu gehen, verbot sich deswegen, weil dem dort notwendigen beweglichen Glas- oder Quarzgefäß kein nennenswerter Innendruck zugemutet werden konnte. Ich verwandte deswegen bei höheren Temperaturen wieder eine gewöhnliche Meßmethode mit Elektroden, obwohl die Elektroden zu beträchtlichen Störungen Anlaß geben können. Die wichtigste Aufgabe war, genügend hohe Temperaturen bei gleichzeitig hohen Drucken zu erzielen. Zur Aufnahme des Druckes verwende ich eine Stahlbombe von 18 mm Bohrung und 6 mm Wandstärke. Der abnehmbare Kopf der Bombe enthält sechs isolierte Durchführungen für die verschiedenen Stromkreise (Heizkreis, Meßkreis, Thermoelement). In der Stahlbombe befindet sich ein Ofen von 2 mm lichter Weite aus schwer schmelzbarem Glas oder Quarz mit Platinheizwicklung. Fast den ganzen verbleibenden Zwischenraum nehmen Formstücke aus gebranntem Aluminiumoxyd ein zur Wärmeisolierung. Dadurch (und durch den kleinen Durchmesser des Ofens) wird erreicht, daß fast das ganze Temperaturgefälle in das Aluminiumoxyd fällt, und die Bombenwand, die von außen durch fließendes Wasser gekühlt wird, sowie das als Druckflüssigkeit dienende Wasser auch bei voller Heizung nicht sehr warm wird. Dies ist notwendig, damit nicht im Innern der Bombe gefährliche Mengen hocherhitzten Wassers entstehen. Zur Erzielung von 600° C im Ofeninnern ist nur etwa ein halbes Kilowatt erforderlich.

Die ganze Meßanordnung und das Thermoelement befinden sich im Innern des 2 mm weiten Ofenraumes; es muß daher alles auf äußerste Platzersparnis konstruiert sein. Die Meßanordnung besteht aus zwei Kapillaren von etwa 0,2 bis 0,3 mm lichter Weite, von denen die eine 4 cm weiter in das Quecksilber, das den ganzen Ofen erfüllt, eintaucht als die andere. Der Widerstand dieser 4 cm Quecksilbersäule wird

1) W. Braunbek, Zeitschr. f. Phys. **73**, 312, 1931.

durch Differenzmessung gefunden, indem mittels eines Präzisionsmilliamperemeters der Strom gemessen wird, den eine kleine, konstante Spannung das eine Mal durch die eine und dann durch die andere Kapillare treibt. Von der Anwendung einer Brückenmethode wurde abgesehen, da die Messungen rasch gehen müssen und man mit Hilfe der Zeigerinstrumente auch jede der sehr zahlreichen möglichen Störungen rasch und sicher entdecken kann. Die Meßmethode liefert immerhin eine Genauigkeit von etwa $^1/_2$ Proz. für den gesuchten Differenzwiderstand, so daß sogar der sehr kleine Druckeinfluß auf den Widerstand (bei 300 Atm. etwa 1 Proz.) der Größenordnung nach richtig herauskommt. Die ins einzelne gehende Beschreibung der Meßanordnung und der angewandten Kunstgriffe würde hier zu weit führen und muß einer späteren, ausführlichen Veröffentlichung vorbehalten bleiben.

Meßergebnisse der elektrischen Leitfähigkeit konnten bis jetzt erst bis 650° C erhalten werden. Dabei wurde der Druck durchweg auf 300 Atm. gehalten[1]). Die Schwierigkeiten, die bei höheren Temperaturen auftreten, sind noch nicht ganz überwunden. Die Ergebnisse zweier Meßreihen, die mit etwas verschiedenen Meßmethoden ausgeführt sind, zeigt Fig. 2. Es ist hier die relative

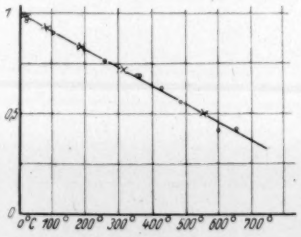


Fig. 2.

Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen, und zwar die Meßpunkte der beiden Meßreihen (× und ○) und die aus meinen früheren Messungen[2]) bis 400° C entnommene Gerade. Es ist zu erkennen, daß die lineare Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Temperatur bis 650° C noch eine gute Annäherung darstellt. Jedenfalls ist bis zu dieser Temperatur noch keine systematische Abweichung mit Sicherheit nachzuweisen. Für die endgültige Beurteilung des Leitfähigkeitsverlaufes müssen die Ergebnisse bei höheren Temperaturen abgewartet werden.

1) Der Druck muß über dem kritischen Druck des Wassers (220 Atm.) liegen, damit kein Sieden des Druckwassers auftreten kann.

2) W. Braunbek, l. c.

Cl. Münster (Jena), Ein Beitrag zum Äquivalenzprinzip der optischen Abbildung.

Die Frage, ob ein Objekt nach den Modalitäten der Selbstleuchter- oder der Nichtselbstleuchterabbildung abgebildet wird, läßt sich durch eine Untersuchung des Schwingungszustandes des Lichtes in der Eintrittspupille des benutzten optischen Systems entscheiden. Je nachdem, ob in allen Punkten der Eintrittspupille zu einer beliebigen Zeit der Schwingungszustand durch eine bestimmte diskrete Phase oder durch eine simultane Vielfalt von Phasen charakterisiert ist, verhält sich das Objekt bei seiner Abbildung wie ein Nichtselbstleuchter oder wie ein Selbstleuchter. Der wesentliche Inhalt des Äquivalenzprinzips ist darin zu sehen, daß es den Abbildungsmodus nicht in Abhängigkeit von Kohärenz oder Inkohärenz der vom Objekt ausgehenden Strahlung, sondern von ihrer Konsonanz oder Dissonanz in der Eintrittspupille setzt. Sinngemäß läßt sich dabei Konsonanz mit Phaseneinheitlichkeit, Dissonanz mit Phasenverschmierung übersetzen. In allgemeinster und schärfster Formulierung lautet das Äquivalenzprinzip folgendermaßen: Jedes Objekt, gleichviel ob es sich „in Wirklichkeit" um einen Selbstleuchter oder um einen Nichtselbstleuchter handelt, wird so lange und nur so lange wie ein Nichtselbstleuchter abgebildet, als die Phasenverschmierung in der Eintrittspupille klein gegen die Wellenlänge ist, jedoch immer dann wie ein Selbstleuchter, sobald die Phasenverschmierung in der Eintrittspupille groß gegen die Wellenlänge ist. Die Genealogie des Äquivalenzprinzips ist mit den Namen Verdet, Mandelstam, v. Laue, Berek verknüpft[1]).

Experimentell bestätigt wurde bisher nur der Teil dieses Satzes, der sich auf die Abbildung von Selbstleuchtern bezieht. Er findet seinen Ausdruck in der seit der Zeit der klassischen Interferenzversuche bekannten und später für astronomische Meßmethoden benutzten Tatsache, daß bei einer bestimmten Größe der Lichtquelle die durch eine Interferenzanordnung erzeugten Streifen verschwinden, und zwar genau bei einer Objektgröße, für die bei vorgegebener Apertur des Beobachtungssystems die Phasenverschmierung in seiner Eintrittspupille gleich einer Wellenlänge ist. Bei weiterer Vergrößerung des Objekts tauchen die Streifen periodisch wieder auf und verschwinden wieder, ihre Sichtbarkeit nimmt aber schnell ab. — Aus diesem periodischen Charakter der Sichtbarkeit hat

1) Vgl. M. Berek, Marburger Sitzungsber. **61**, 251, 1926.

Siedentopf[1]) auf die Bedeutungslosigkeit des Äquivalenzprinzips geschlossen, soweit es sich auf die Abbildung von Nichtselbstleuchtern bezieht. Wie sich herausgestellt hat, völlig zu Unrecht. Im folgenden sollen einige Mitteilungen über die experimentelle Bestätigung dieses Teiles des Äquivalenzprinzips gemacht werden.

Dieser zweite, besonders für die Mikroskopie und die mikroskopische Interferometrie wichtige Teil des Äquivalenzprinzips sagt konkreter folgendes aus: Bezeichnen wir mit α_0 die Beleuchtungsapertur, mit a_0 die Objektgröße, mit α die Beobachtungsapertur, mit λ die Wellenlänge, so wird nur solange, als die Relationen

$$\alpha_0 a_0 \ll \lambda, \qquad (1)$$

$$a_0 \alpha \ll \lambda \qquad (2)$$

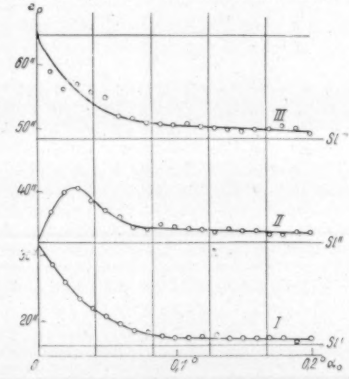
erfüllt sind, ein nichtselbstleuchtendes Objektelement wirklich als Nichtselbstleuchter abgebildet. Zur Prüfung dieses Satzes wurde die unähnliche Abbildung eines Spaltes durch einen Doppelspalt herangezogen. Zur Beleuchtung diente unter besonderen Vorsichtsmaßregeln ein Kollimator. Meßkriterien waren die Gesamtintensität des Bildes und seine Sichtbarkeit $V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$ nach Michelson. Rechnet man Gesamtintensität und Sichtbarkeit für einen ideal nichtselbstleuchtenden und einen ideal selbstleuchtenden Spalt aus, so ergibt sich nach Bechmann[2]) und Kühne[3]) im wesentlichen folgendes: Bei symmetrischer engster Beleuchtung existieren für den Nichtselbstleuchter Nullstellen der Gesamtintensität, die mit den Nullstellen der Sichtbarkeit zusammenfallen; diese Nullstellen liegen bei den Objektgrößen

$$a_0 = \frac{2n\lambda}{\alpha} \qquad n = 1, 2, 3 \ldots \qquad (3)$$

Die Nullstellen der Sichtbarkeit für den Selbstleuchter liegen dagegen bei den Objektgrößen

$$a_0 = \frac{n\lambda}{\alpha} \qquad n = 1, 2, 3 \ldots \qquad (4)$$

Es wurden nun zunächst bei engster Beleuchtungsapertur die geforderten Nullstellen der Gesamtintensität gefunden. Die negativen Ergebnisse von Gerhardt[4]) und änderen erklären sich durch mangelhafte Versuchsbedingungen und Nichtbeachtung der Bedingung 1. Die bei denselben Objektgrößen auftretenden Nullstellen der Sichtbarkeit entziehen sich natürlich der Beobachtung. Vergrößert man aber in kleinsten Intervallen die Beleuchtungsapertur, so findet man einen stetigen Übergang zwischen den beiden Extremfällen des Nichtselbstleuchters und des Selbstleuchters. In der Fig. sind die Objektgrößen, für die die Sichtbarkeit in drei Ordnungen ($n = 1, 2, 3$) verschwindet, als Funktion der Beleuchtungsapertur aufgetragen. Nur das letzte kleine Stück der Kurven, das dem Übergang von sehr kleiner Beleuchtungsapertur zur Beleuchtungsapertur Null entspricht, muß extrapoliert werden und führt zwanglos zu den theoretischen Werten für den Nichtselbstleuchter. Die waagerechten Striche (Sl', Sl'', Sl''') geben die theoretischen Werte für den Selbstleuchter an, die senkrechten die Äquivalenzpunkte der Beleuchtungsapertur nach Gleichung 1. ($\alpha_0 a_0 = m\lambda$,



$m = 1, 2, 3 \ldots$) Es zeigt sich nun, daß bereits bei $\alpha_0 a_0 = \lambda$ die Abweichung vom Selbstleuchter nur noch 30 Proz. beträgt, daß bei $\alpha_0 a_0 = 4\lambda$, also einer Beleuchtungsapertur noch unter 0,2°, diese Abweichung praktisch bedeutungslos, nämlich kleiner als 6 Proz. geworden ist. Bei diesem Wert ist also praktisch die volle Äquivalenz erreicht. Von einer Periodizität der Äquivalenz, wie Siedentopf sie vermutete, ist an den Kurven nichts zu sehen. Mit demselben Ergebnis wurden Versuche mit anderen Spaltbreiten und Doppelspaltabständen unternommen. Damit ist das Äquivalenzprinzip vollkommen bestätigt. Nebenbei bemerkt, ergibt sich daraus der interessante Sachverhalt, daß praktisch und in den meisten Fällen die Abbildung im astronomischen Fernrohr nach den Modalitäten der Nichtselbstleuchterabbildung (wegen der Kleinheit astronomischer Objekte), im Mikroskop nach denen der Selbstleuchterabbildung (wegen der Größe der Beleuchtungsapertur) erfolgt. – Eine ausführliche Mitteilung erscheint in den Ann. d. Phys.

1) H. Siedentopf, Zeitschr. f. Phys. **50**, 297, 1928; **56**, 397, 1929.
2) R. Bechmann, Ann. d. Phys. **84**, 61, 1927.
3) K. Kühne, Ann. d. Phys. (5), **4**, 215, 1930.
4) U. Gerhardt, Ann. d. Phys. **87**, 130, 1928.

R. Mecke und W. Baumann (Heidelberg), Das Rotationsschwingungsspektrum des Wasserdampfes.

Die Rotationsfeinstruktur der Bandenspektren mehratomiger Moleküle konnte zuerst nur bei zwei „gestreckten" Molekülen – C_2H_2 und HCN – mit Erfolg untersucht werden[1]), denn diese Molekülform besitzt noch ganz den Rotationscharakter eines zweiatomigen Moleküls. Aber schon achsensymmetrische oder gar kugelsymmetrische Moleküle (NH_3, CH_4) machten bei der Analyse ihrer Bandenspektren weit mehr Schwierigkeiten, als erwartet worden war, und ein wirklich befriedigender Erfolg ist hier auch noch nicht zu verzeichnen, weil die Entartung durch Symmetrie doch nie so vollständig zu erzielen ist, daß die dann geforderte einfache Feinstruktur der Bandenspektren auch wirklich eintritt[2]). Unsymmetrisch gebaute Moleküle ließen sich aber bisher noch nicht analysieren und in einem Falle – Formaldehyd – gelang kürzlich eine Teilanalyse[3]) auch nur deshalb, weil dieses Molekül annähernd als gestreckt angesehen werden kann und dadurch wichtige Eigenschaften der Struktur zweiatomiger Moleküle noch erhalten geblieben sind.

Um kurz die Analysenschwierigkeiten eines unsymmetrischen Rotators anzudeuten, sei zunächst daran erinnert, daß bei einem gestreckten Molekül mit einer linearen Anordnung seiner Atome die Rotationsenergie eines bestimmten J-Wertes durch den bekannten Ausdruck $E_{rot} = BJ(J+1)$ gegeben ist, in dem die B-Konstante lediglich das Trägheitsmoment des Moleküls enthält. Winkeln wir nun aber ein solches lineares Molekül, so wird es unsymmetrisch, d. h. es treten jetzt drei B-Konstanten auf entsprechend den drei Hauptträgheitsmomenten I_1, I_2 und I_3, ferner gehören jetzt aber zu jedem J-Wert nicht ein, sondern $2J+1$ Energieniveaus, deren gegenseitige Lage zueinander in komplizierter Weise von den drei B-Konstanten abhängt. Allerdings gilt für diese Aufspaltung in $2J+1$-Niveaus eine einfache Summenregel: Der Mittelwert dieser $2J+1$-Niveaus, d. h. $\sum F_i(J)/2J+1$, ist wiederum darstellbar durch die Formel des zweiatomigen Moleküls $E_{mittl} = \overline{B}J(J+1)$, nur ist für die B-Konstante jetzt ebenfalls ihr Mittelwert $\overline{B} = \frac{1}{3}(B_1 + B_2 + B_3)$ einzusetzen. Fig. 1 bringt eine graphische Darstellung, wie bei einem dreiatomigen Molekül diese $2J+1$-Aufspaltung für verschieden starke Winkelung sich auswirkt. Für die Übergänge zwischen diesen einzelnen Rotationsniveaus gelten noch bestimmte Auswahlregeln, die im wesentlichen vom Symmetriecharakter der Kernschwingung im Molekül abhängen. Da nun aber die Rotationsenergien oder ihre Differenzen nicht wie bei einem zweiatomigen Molekül in eine einfache Beziehung zur Quantenzahl J zu bringen sind, so entsteht bei solchen Übergängen ein anscheinend serienloses „Viellinienspektrum", dessen Analyse sich auf jeden Fall schwierig gestaltet.

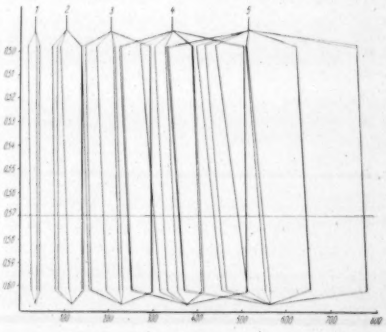


Fig. 1.

Rotationsniveaus des H_2O-Moleküls für verschiedene Valenzwinkel 106° ($B_2/B_1 = 0{,}5$) bis 101° (0,6).

Es war daher außerordentlich wünschenswert, diese hier nur ganz kurz skizzierte Theorie des unsymmetrischen Rotators an einem konkreten Beispiel nachzuprüfen und gleichzeitig Methoden ausfindig zu machen, wie derartige Spektren zweckmäßig analysiert werden können. Voraussetzung war dabei, daß zunächst ein möglichst umfangreiches und gut ausgemessenes Wellenlängenmaterial zur Verfügung stand und diese Bedingung konnte beim Rotationsschwingungsspektrum des Wasserdampfes weitgehend erfüllt werden. Die Ausläufer dieses Spektrums in die Gegend unterhalb von 1μ erscheinen nämlich im Sonnenspektrum als sog. atmosphärische Linien noch recht stark. Dieser jetzt photographierbare Teil des Sonnenspektrums ist aber bei großer Dispersion mit aller nur wünschenswerten Genauigkeit wiederholt ausgemessen worden, zuletzt wohl in der „Revision

1) K. Hedfeld u. R. Mecke, Zeitschr. f. Phys. **64**, 151, 1930; W. H. T. Childs u. R. Mecke, Zeitschr. f. Phys. **64**, 162, 1930 (C_2H_2); R. M. Badger u. J. L. Binder, Phys. Rev. **37**, 800, 1931 (HCN).

2) R. Mecke, Molekülstruktur, Leipziger Vorträge. S. 30, 1931.

3) G. H. Dieke u. G. B. Kistiakowsky, Proc. Nat. Ac. Am. **18**, 367, 1932.

of the preliminary tables of Rowland"[1]), die uns vorwiegend als Unterlage diente. Wir selbst haben aber auch einen Teil des ultraroten Sonnenspektrums ($\lambda\lambda$8800 bis 7600) bei niedrigem Sonnenstande (großer Atmosphärenschichtdicke) neu aufgenommen und ausgemessen, um auch noch die schwachen und schwächsten Linien zu bekommen, und konnten auf diese Weise das Wellenlängenmaterial weitgehend ergänzen. Ferner konnten wir die stärksten Linien, auf die sich vorwiegend die Analyse beschränkt, durch einen Absorptionsversuch im Wasserdampf direkt nachweisen[2]), so daß die richtige Identifizierung der Linien ebenfalls gesichert ist. Hierüber wird noch an anderer Stelle berichtet werden. Wir bringen hier nur in Fig. 2 eine kurze statistische Übersicht über dieses Zahlenmaterial

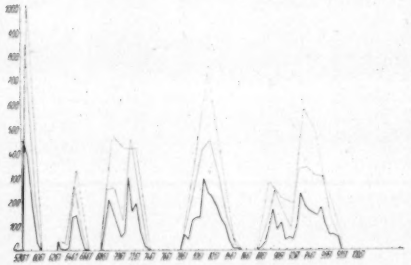


Fig. 2. Häufigkeitskurven der H_2O-Linien im Sonnenspektrum $\lambda\lambda$ 5850—10000 AE. bezogen auf Intervalle von 150, 100 und 50 AE.

indem wir durch Angabe der Anzahl atmosphärischer H_2O-Linien unter gleichzeitiger Berücksichtigung ihrer (geschätzten) Intensität in verschiedenen Wellenlängenintervallen von 150, 100 und 50 Å Häufigkeitskurven gezeichnet haben. Wir erzielen dadurch eine künstlich verkleinerte Dispersion des Spektrums etwa von der Größenordnung, wie sie bei Ultrarotmessungen mit den üblichen Prismenapparaten vorliegt. Wir wählten diese statistische Darstellung nämlich in Hinblick auf die immer wieder auftauchende Behauptung, daß zur Darstellung des Rotationsschwingungsspektrums des Wasserdampfes zwei Eigenfrequenzen genügen. Wir sehen hier aber, wie bei genügender Vergrößerung der Dispersion sich Doppelbanden herausschälen, die nur durch drei Eigenfrequenzen, von denen zwei eng benachbart sind, gedeutet werden können. Die

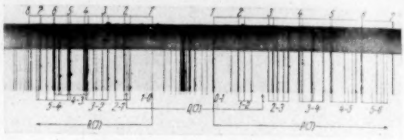


Fig. 3. Wasserdampfbande λ 8230.

Nullstellen aller dieser Banden ($J = 0$) liegen durch unsere Analyse fest, denn es ist uns gelungen, sämtliche starken Linien des Wasserabsorptionsspektrums einzuordnen, so daß für weitere intensive Banden im Spektrum Linien nicht mehr vorhanden sind. Die Feinstruktur von fünf derartigen Banden, auf die sich unsere Analyse zunächst beschränkte, zeigen die Fig. 3 (λ 8230) und 4 ($\lambda\lambda$ 9420, 9060, 7957, 7227). Auf die Analyse selbst kann hier nicht im einzelnen eingegangen werden, erwähnt sei aber, daß diese bei einer Meßgenauigkeit von 0,01 cm^{-1} durch streng gültige R–Q- und Q–P-Kombinationsbeziehungen und durch den beobachteten Intensitätsverlauf eindeutig gesichert ist. Nur die Hauptresultate dieser Analyse seien hier kurz zusammengefaßt:

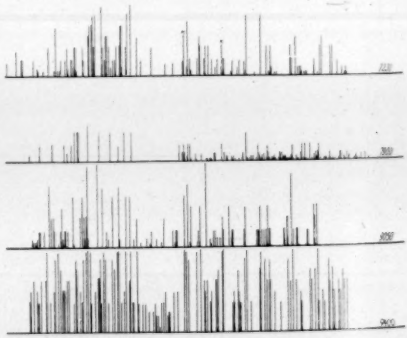


Fig. 4. Struktur der Wasserdampfbanden $\lambda\lambda$ 9420, 9060, 7957 und 7227.

1. Die von Kramers, Ittmann und Dennison[1]) abgeleiteten Formeln für die Rotationsniveaus eines starren, unsymmetrischen Rota-

1) St. John, Moore, Adams u. Babcock, Carnegie Inst. of Wash. 1928.

Erforderlich ist eine Meßgenauigkeit $< 0{,}1$ cm^{-1}. Die kürzlich von P. Lueg u. K. Hedfeld (Zeitschr. f. Phys. **75**, 512, 1932) veröffentlichten Messungen der Wasserdampfbanden λ 9420 und 9060 in Absorption genügen dieser Bedingung nicht und waren daher für die Analyse wertlos. Trotz Verwendung hinreichend großer Dispersion betragen hier die Meßfehler 0,3—0,5 cm^{-1}.

2) R. Mecke, Physik. Zeitschr. **30**, 907, 1929; Zeitschr. f. wiss. Phot. **30**, 77, 1931.

1) H. A. Kramers u. G. P. Ittmann, Zeitschr. f. Phys. **53**, 553, 1929, **58**, 217, 1930, **60**, 663, 1930; Dennison, Rev. of modern Physics **3**, 280, 1931.

Bande	Schwingung	ν_0	B_1	B_2	B_3	I_1	I_2	I_3	Δ
—	—	0	27,78	14,52	9,28	$0{,}997 \cdot 10^{-40}$	$1{,}908 \cdot 10^{-40}$	$2{,}985 \cdot 10^{-40}$	0,080
λ 9420	$3\nu(\sigma)$	10613,1	25,12	13,88	8,72	1,103	1,996	3,177	0,078
λ 9060	$\nu(\sigma) + 2\nu(\pi)$	11032,36	24,44	14,19	8,86	1,133	1,952	3,126	0,041
λ 8227	$3\nu(\sigma) + \delta(\pi)$	12151,24	27,89	14,15	8,63	0,993	1,958	3,210	0,259
λ 7957	$\nu(\sigma)+2\nu(\pi)+\delta(\pi)$	12565,01	26,74	14,40	8,74	1,036	1,921	3,169	0,212
λ 7227	$3\nu(\sigma) + \nu(\pi)$	13830,92	24,66	13,71	8,62	1,123	2,020	3,213	0,070

tors gelten streng, d. h. wir können wenigstens bis $J = 4$ das Molekül noch als derartig starr und undeformierbar ansehen, daß aus drei B-Konstanten die Rotationsniveaus bis auf etwa 0,1 cm^{-1} berechenbar sind.

2. Alle untersuchten Banden haben trotz scheinbarer äußerer Strukturunterschiede (siehe Fig. 3 u. 4) den gleichen Aufbau der Feinstruktur, d. h. es liegen überall diejenigen Auswahlregeln vor, die einer sog. σ-Schwingung entsprechen, in der also das O-Atom senkrecht zur Symmetrieachse schwingt. Hierdurch ist die Deutung der Banden als Kombination der drei Grundfrequenzen gegeben.

3. Alle Banden zeigen ohne Ausnahme in ihren „J-Serien" den auf den Kernspin der Wasserstoffatome zurückzuführenden Intensitätswechsel im (geschätzten) Verhältnis 1 : 3. Dieser Wechsel war bei den gestreckten Dihydriden $H{-}H$ und $H{-}C{-}C{-}H$ bereits nachgewiesen worden und konnte hier zum ersten Male auch bei einem gewinkelten Molekül aufgefunden werden[1]). Die Art dieses Intensitätswechsels innerhalb der $2J + 1$-Niveaus eines J-Wertes — es wechseln stets „starke" Niveaus mit „schwachen" ab — lehrt eindeutig, daß von den beiden Gestaltsmöglichkeiten des Moleküls, die mit den aus der Struktur ermittelten Trägheitsmomenten in Einklang zu bringen sind, die stumpfwinklige Form die richtige ist, denn das spitzwinklige Modell würde einen anderen Intensitätswechsel bedingen als den beobachteten.

4. Aus den Kombinationsbeziehungen ließen sich die einzelnen Rotationsniveaus direkt bestimmen. Hieraus konnten dann nach einem keineswegs sehr umständlichen Rechenverfahren die B-Konstanten und die Trägheitsmomente der verschiedenen Schwingungszustände ermittelt werden (siehe Tab.). Allerdings zeigt sich hier, daß es sich nur um scheinbare Trägheitsmomente handeln kann, die von den wirklichen um kleine Beträge abweichen. Es ist nämlich eine wichtige Bedingung, die für jedes ebene Modell (Dreieck) gelten muß, nicht streng erfüllt: $I_1 + I_2 = I_3$. Bei allen ermittelten Werten bestehen kleine Abweichungen, die als $\Delta = I_3 - (I_1 + I_2)$ in der letzten Spalte der Tabelle aufgeführt sind. Sie sind zurückzuführen auf eine Wechselwirkung zwischen Rotation und Kernschwingung und eine nähere Untersuchung zeigte dann auch, daß der Einfluß der einzelnen Eigenfrequenzen auf die drei Trägheitsmomente verschieden stark ist: I_3 wird stets durch die Schwingung vergrößert, I_1 bei den Valenzschwingungen ebenfalls etwas vergrößert, durch die Deformationsschwingung aber verkleinert. Der Einfluß der Deformationsschwingung ist von den dreien am größten. Sogar im Grundzustand des Moleküls macht sich noch die sog. „Nullpunktsschwingung" der stets vorhandenen „halben" Schwingungsquanten bemerkbar, so daß auch für diesen die Bedingung nicht gilt und es nicht möglich ist, einen genauen Valenzwinkel des Moleküls anzugeben. Er dürfte zwischen 103° und 106° liegen. Der $O{-}H$-Kernabstand ist mit $0{,}965\ 10^{-8}$ praktisch der nämliche geblieben wie im OH-Molekül. $H{-}H$ ist $1{,}526\ 10^{-8}$ cm. Die Analyse wird jetzt noch auf die anderen Banden des Spektrums ausgedehnt.

Heidelberg, Physikalisch-chemisches Institut.

1) R. Mecke, Naturw. **20**, 657, 1932.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Eine Quarzuhr für Zeit- und Frequenzmessung sehr hoher Genauigkeit. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. In der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wurde von uns eine Quarzuhr entwickelt, die nach einem mehrfach unterbrochenen, etwa zwölfwöchentlichen Versuchsbetrieb Ende Januar 1932 für Zeit- und Frequenzmessungen in Dauerbetrieb genommen wurde (Quarzuhr I). Eine zweite, der ersten nachgebildete Uhr wurde Ende Februar unmittelbar nach Fertigstellung ebenfalls in Betrieb genommen (Quarzuhr II).

I. Technischer Aufbau der Quarzuhr.

2. Die Quarzuhr[1]) besteht aus dem Steuerquarz, dem Röhrensender, zwei Verstärkerstufen, drei Frequenzteilerstufen, dem Synchronmotor, dem Zeitgeber (Fig. 1).

1) Ausführliche Angaben über den technischen Aufbau der Quarzuhr werden an anderer Stelle veröffentlicht.

3. Als Steuerquarz (Q) verwenden wir einen Quarzstab[1]) rechtwinkligen Querschnittes, der mit einer Länge von 91 mm in Richtung der neutralen Achse, mit einer Dicke von 1,5 mm in Richtung der elektrischen Achse und mit einer Höhe von 3 mm in Richtung der optischen Achse aus dem Quarzkristall herausgeschnitten ist. Der Stab wird in seiner zweiten longitudinalen Eigenschwingung angeregt, die Frequenz beträgt etwa 60000 Hz. Er ist in seinen beiden Bewegungsknoten nach den von E. Giebe und A. Scheibe an Leuchtresonatoren gewonnenen Erfahrungen unverrückbar gegen die Anregungselektroden gehaltert und in einem evakuierten Glasrohr eingeschlossen.

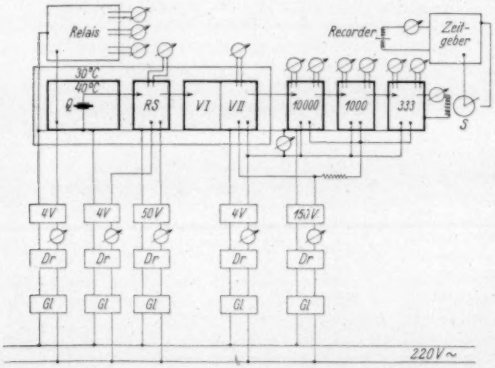


Fig. 1.

4. Der Temperaturkoeffizient der Frequenz des Steuerquarzes beträgt -4 Millionstel pro ° C, d. h. ein Temperatursprung von 1° C ändert den täglichen Gang der Uhr um etwa 0,4 Sek. Eine Konstanz des täglichen Ganges von $\pm$ 0,001 Sek. erfordert demnach eine Konstanz der Temperatur von $\pm$ 0,002 °C. Wir haben diese Konstanz mittels zweier ineinander gebauter Thermostaten weitgehend erreicht, die auf einem Temperaturniveau von 40° C bzw. 30° C mittels Quecksilber-Kontaktthermometer gehalten werden. Die Thermometer betätigen stromlos über Röhrenrelais und über Elektromagnetrelais die Heizströme der Thermostaten.

5. Der Steuerquarz liegt in der Schaltung von Pierce zwischen Gitter und Kathode einer Verstärkerröhre RE 134 und erregt den im Anodenzweig der Röhre liegenden Schwingungskreis (RS) zu ungedämpften Schwingungen. Die Anodenspannung beträgt 50 V, die Heizfadenspannung 3,2 V. Eine Änderung der Anodenspannung um 1 V ändert den täglichen Gang der Uhr um etwa 0,003 Sek. und die Frequenz um $4 \cdot 10^{-8}$.

6. Die Schwingungen werden in einer Widerstandsverstärkerstufe (VI) und in einem Resonanzverstärker (VII) so weit verstärkt, daß Energieentziehung durch die an den Resonanzverstärker angekoppelten Frequenzteilerstufen keine Gangänderung der Uhr mehr verursacht. Die Anodenspannung beträgt bei beiden Verstärkerstufen 150 V; die Heizfadenspannung 3,2 V. Änderungen dieser Spannungen sind ohne Einfluß auf den Uhrgang.

7. Die Frequenz von 60000 Hz ist für unmittelbare Zeitmessungen zu hoch, sie wird daher automatisch in je einer Frequenzteilerstufe auf 10000 Hz, 1000 Hz und 333 Hz verringert. Die Frequenzteilerstufen sind induktiv rückgekoppelte Röhrensender, denen als zusätzliche Gitterspannung die Spannung der zu teilenden Frequenz aufgedrückt wird. Besondere im Gitterkreis des Senders getroffene Einrichtungen sorgen dafür, daß der Synchronisationsbereich eines Frequenzteilers 6–10 Proz. der Frequenz beträgt, so daß ein Außertrittfallen einer Frequenzteilerstufe bei den normalen Betriebsschwankungen nicht vorkommt.

8. Der Wechselstrom von 333 Hz treibt den Synchronmotor (S), der eine Drehzahl von etwa 5 pro Sek. hat. Er betätigt in einem Zeitintervall von 9 Sek. oder 4,5 Sek. kurzzeitig einen Kontakt, der den Zeitgeber betreibt.

9. Der Zeitgeber besteht aus einer Verstärkerröhre, die bei Entblockierung ihres Gitters durch den Kontakt des Synchronmotors eine kräftige Kondensatorentladung in die Schreibspule eines Drehspul-Schnellschreibers zur Markierung der Zeit schickt. Diese Zeitmarken dienen zum Anschluß der Quarzuhr an das Nauener Zeitzeichen.

10. Die Quarzuhr ist mit ihren elektrischen Kreisen unter Zwischenschaltung von Pufferbatterien, Sperrketten (Dr) und Gleichrichtern (Gl) an das Wechselstromnetz angeschlossen. Die Pufferbatterien dienen zum Ausgleich der unvermeidbaren Netzschwankungen und als Kraftreserve bei Versagen des Wechselstromnetzes. Die Batterien bestehen aus normalen Akkumulatoren, die zur Aufrechterhaltung ihrer Kapazität während des Betriebes der Uhr ab

1) In der Verwendung eines Quarzstabes und seiner unveränderlichen Halterung unterscheidet sich die Quarzuhr wesentlich von der crystal-clock von Marrison (s. Proc. Inst. Rad. Eng. **17**, 1103, 1929), die nach ähnlichen Prinzipien gebaut ist.

und zu formiert werden mußten. Regler zur Spannungskonstanthaltung an den Eingangsklemmen der elektrischen Uhrenkreise sind nicht vorhanden. Der Dauerbetrieb der Uhr zeigte jedoch, daß durch das Formieren der Batterien für längere Zeit bestehenbleibende Änderungen des Spannungsniveaus eintreten können, womit Gangänderungen von einigen Tausendstel Sekunden möglich sind. Durch Ersetzung der bisherigen Akkumulatoren durch solche, die für Pufferbetrieb geeignet sind, und durch Anbringung einfacher Spannungsregler ist dieser Mangel abstellbar.

11. Beide Uhren sind in einem nach Norden liegenden Arbeitszimmer im zweiten Stock des Starkstromgebäudes aufgestellt; besondere Maßnahmen zur Vermeidung von Erschütterung durch den Straßenverkehr sind nicht getroffen. Die Temperaturen dieses Uhrenzimmers schwanken zwischen etwa 10° C nachts im Januar und etwa 28° C tags im Sommer.

II. Meßergebnisse.

A. Schwankung des mittleren täglichen Ganges von Quarzuhr I während einer halbjährigen Beobachtungszeit.

12. Die Bestimmung des täglichen Ganges von Quarzuhr I wurde, da Vormessungen eine sehr hohe Gangkonstanz ergaben, täglich mit einer relativen Meßgenauigkeit von 0,001 bis 0,002 Sek. durch Uhrstandsbestimmung gegen das Nauener Koinzidenzzeichen vorgenommen; die Reichsanstalt selbst führt keine Sternbeobachtungen durch.

13. Das Zeitzeichen ist fehlerhaft; nach den Angaben verschiedener Zeitinstitute, wie Geodätisches Institut in Potsdam, Seewarte in Hamburg, Sternwarte in Greenwich und Bureau International de l'Heure in Paris, erreichen die Fehler des Zeitzeichens (Signalfehler) einen Betrag bis zu 0,15 Sek.[1]). Die von diesen Zeitinstituten für denselben Tag gemessenen Signalfehler von Nauen schwanken unter sich, außerdem ergeben sich allmählich systematische Verschiebungen in den Werten zwischen Potsdam und Hamburg und Verschiebungen zwischen Paris und Greenwich bis zu 0,1 Sek.; bisweilen verschieben sich die Gruppen Potsdam-Hamburg und Paris-Greenwich um denselben Betrag gegeneinander.

14. Der tägliche Gang der Uhr kann demnach bei einer 24-Stunden-Bestimmung, auch bei Berücksichtigung des Signalfehlers, die obige relative Meßgenauigkeit weit überschreitend falsch werden. Um trotzdem die Gangbestimmung mit einer Genauigkeit von ± 0,001 Sek. in nicht allzulanger Beobachtungszeit durchführen zu können, bilden wir zwecks Eliminierung der zufälligen Beobachtungsfehler der Zeitinstitute für jeden Tag aus den Einzelsignalfehlern der vier Zeitinstitute eine mittlere „astronomische" Zeitkorrektion und bringen diese an dem Meßresultat an. Sie dürfte entsprechend den zufälligen und systematischen Fehlern bis zu 0,03 Sek. richtig sein, so daß die Unsicherheit der Bestimmung des mittleren täglichen Ganges der Quarzuhr bei einer Beobachtungsdauer von etwa 30 Tagen auf ± 0,001 bis 0,002 Sek. sinkt.

15. Wir führten Uhrstandsbestimmungen von Quarzuhr I in der Zeit vom 27. Januar bis 22. Juli durch. Teilen wir diese Beobachtungszeit in fünf Beobachtungsintervalle von annähernd 35 Tagen Dauer ein, so dürfte der gemessene mittlere tägliche Gang über jedes Intervall nach Anbringung der mittleren „astronomischen" Zeitkorrektion bis auf ± 0,001 bis 0,002 Sek. richtig sein. Wir fanden die in Tabelle I zusammengestellten Gangwerte.

Tabelle I.

Zeitintervall	Datum	Anzahl der Tage	Mittlerer täglicher Gang[1]) in Sek. (Einzelwert)	Differenzen gegen Einzelmittel in Sek.
I	27. 1.— 3. 3.	36	−3,924	0,000
II	3. 3.— 5. 4.	33	−3,924	0,000
			i. M. −3,924	
III	5. 4.—12. 5.	37	−3,928	0,000
IV	12. 5.—16. 6.	35	−3,930	−0,002
V	16. 6.—22. 7.	36	−3,927	+0,001
			i. M. −3,928	

Mittel der mittleren täglichen Gänge: $-3{,}926_8$ Sek.
Mittlere Schwankung des Einzelwertes des mittleren täglichen Ganges ..... ± 0,002 Sek.

16. Die Messung ergab also, daß der mittlere tägliche Gang in den ersten beiden Beobachtungsintervallen und in den letzten drei Intervallen innerhalb der geschätzten absoluten Genauigkeit, d. h. bis auf annähernd ± 0,001 Sek., konstant geblieben ist, daß er sich jedoch vom zweiten zum dritten Intervall um 0,004 Sek. vergrößert hat. Wir führen diese Gangerhöhung, die

1) Die Grenzen, innerhalb derer die Signalfehler schwanken können, sind in Fig. 3 als Beispiel eingetragen.

1) Die mittleren astronomischen Zeitkorrektionen konnten bisher nur an den Gängen der Intervalle I—IV angebracht werden.

den absoluten Meßfehler übersteigt, darauf zurück, daß am Ende des zweiten Intervalles infolge einer kräftigen Ladung, ohne nachfolgende kurzzeitige Entladung (Formierung der Batterien), das Spannungsniveau der Oszillatorbatterien bleibend erhöht wurde, womit nach Absatz 11 eine dauernde Gangänderung verbunden ist.

Bemerkenswert ist ferner, daß im vierten Intervall der Gang um 0,002 Sek. größer als im dritten Intervall ist. Man kann mit ziemlicher Sicherheit sagen, daß diese Änderung keine reelle Gangänderung der Quarzuhr ist, sondern sie ist durch eine allmähliche Verschiebung der mittleren astronomischen Zeitkorrektion nach negativeren Werten bedingt. Während des ersten und zweiten Intervalles fielen die Signalfehler von Hamburg und der Gruppe Greenwich-Paris nahezu zusammen, im dritten Intervall begann Greenwich-Paris sich von Hamburg zu trennen, so daß ihr täglicher Zeitabstand, der zu Beginn des vierten Intervalles etwa 0,04 Sek. betrug, sich bis zum Ende des vierten Intervalles auf etwa 0,09 Sek. vergrößerte. Dieser Verschiebung um 0,05 Sek. während des vierten Intervalles entspricht eine Änderung unseres Uhrganges von $-3{,}928$ Sek. im dritten auf $-3{,}929_5$ Sek. im vierten Intervall. Wäre also eine Verschiebung nicht vor sich gegangen, so würde sich der Uhrgang im dritten und vierten Intervall als nahezu konstant ergeben haben. Es kann weiter geschlossen werden, daß Greenwich-Paris den größten Teil der Verschiebung in der absoluten Zeit, nicht aber Hamburg-Potsdam vorgenommen haben.

An den Gängen des fünften Intervalles konnten wegen Fehlens der Pariser und Greenwicher Werte die mittleren astronomischen Zeitkorrektionen noch nicht angebracht werden. Es läßt sich jedoch voraussagen, daß der mitgeteilte Gang der gleiche bleiben wird, falls die Gruppe Paris-Greenwich ihren Zeitabstand gegen Hamburg-Potsdam, den sie im vierten Intervall eingenommen hat, beibehält.

Beziehen wir trotz dieser Betrachtungen sowohl die Gangänderung zwischen zweitem und drittem Intervall – die nach Absatz 11 ja durchaus vermeidbar ist – und ebenso die Gangerhöhung im vierten Intervall als zufällige Gangschwankung in die Berechnung eines Gesamtmittels des mittleren täglichen Ganges mit ein, so ergibt sich, daß der mittlere tägliche Gang der Quarzuhr I innerhalb einer Beobachtungszeit von fast sechs Monaten bis auf

$$\pm 0{,}002 \text{ Sek., d. h. auf } \pm 2 \cdot 10^{-8}$$

konstant geblieben ist.

B. Schwankung des Ganges in Tagen und Stunden.

17. Die besprochene Unsicherheit der mittleren astronomischen Zeitkorrektion von Nauen läßt eine Bestimmung der Gangschwankung innerhalb kürzerer Zeiten mit einer höheren absoluten Genauigkeit wie z.B. $\pm 0{,}001$ Sek. durch Anschluß der Quarzuhr an das Zeitzeichen nicht zu. Wohl aber kann man über kurzzeitige Gangschwankungen etwas aussagen, wenn man Vergleichungen zwischen Quarzuhr I und Quarzuhr II vornimmt.

18. Die Quarzuhr II wurde täglich öfters mittels Schwebungsregistrierung von etwa drei Minuten Meßdauer mit einer relativen Genauigkeit von $\pm 2 \cdot 10^{-9}$ an Quarzuhr I angeschlossen, woraus man für eine Dauer von 24 Stunden die Differenz der täglichen Gänge beider Uhren mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}0002$ Sek. berechnen kann. Wir bezeichnen diese Gangdifferenz als die Differenz der momentanen täglichen Gänge im Gegensatz zu dem täglichen bzw. mittleren täglichen Gang, der über eine Meßdauer von 24 Stunden bzw. mehr gewonnen wird. Es ergibt sich während einer fünfmonatigen Beobachtungszeit die in Fig. 2 gezeigte Änderung der Differenz: im Monat März starker Anstieg der Differenz um 0,015 Sek., in den darauffolgenden Monaten allmähliche Abnahme dieses Anstiegs bis zu ungefähr 0,002 Sek. im letzten Monat. Diese allmähliche Gangänderung bedeutet z. B., daß im Monat April die eine Uhr ihren Stand während sieben Tagen um 0,0035 Sek., im letzten Monat um 0,0014 Sek. gegen die andere Uhr verändert hat.

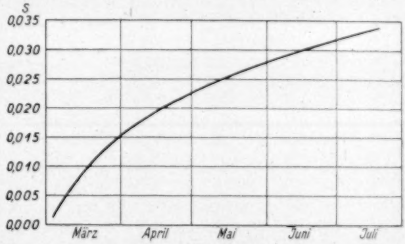


Fig. 2.

19. Nach den Ausführungen von Absatz 16 ist in der Beobachtungszeit von sechs Monaten der mittlere tägliche Gang von Uhr I bis auf $\pm 0{,}002$ Sek. konstant geblieben, daher stellt die Kurve der Fig. 2 besonders in ihrem Anfangsverlauf im wesentlichen nur die absolute Gangänderung der Uhr II dar, d. h. Quarzuhr II hat im Monat März ihren mittleren täglichen

Gang um 0,015 Sek., im Monat Juli wahrscheinlich nur noch um 0,002 Sek. geändert. Wir halten diese mit der Zeit geringer werdende Gangänderung für eine Einlaufserscheinung der Quarzuhr II, denn diese hatte bei Beginn der Messung am 1. März noch nicht wie Uhr I eine 16wöchentliche Laufzeit hinter sich. Es wird vermutet, daß diese Einlaufserscheinung hauptsächlich durch die Alterung des Kontaktthermometers bestimmt wird. Wir nehmen an, daß Uhr II sich im Juli in einem der Uhr I im Februar gleichwertigen Einlaufstadium befindet.

20. Wir ziehen daher auch, um Aufschlüsse über die kurzzeitige Gangkonstanz der Uhren zu erhalten, nur die Meßergebnisse der Vergleichung des letzten Monats heran. In Tabelle II haben wir die im Monat Juli gemessenen Differenzen der momentanen täglichen Gänge zusammengestellt. Wir finden, daß die Differenzen bis auf $\pm$ 0,0003 Sek. von Tag zu Tag und während des Tages konstant geblieben sind.

Tabelle II.

Differenzen der momentanen täglichen Gänge der Quarzuhren.

Datum	um 9 Uhr in Sek.	um 12 Uhr in Sek.	um 16 Uhr in Sek.
6. 7.			0,0013
7. 7.	0,0011		0,0014
8. 7.	0,0009		0,0010
9. 7.	0,0011	0,0010	0,0009
10. 7.			
11. 7.	0,0010		0,0010
12. 7.	0,0012		0,0014
13. 7.	0,0014		0,0016
14. 7.	0,0020	0,0019	0,0020
15. 7.	0,0015		0,0010
16. 7.	0,0014		0,0011
17. 7.			
18. 7.	0,0014		0,0013
19. 7.	0,0013		0,0015
20. 7.	0,0016	0,0013	0,0015
21. 7.	0,0013		0,0013

Mittlere Differenz der momentanen täglichen Gänge..... 0,0013 Sek.
Mittlere Schwankung des Einzelwertes der Differenz der momentanen täglichen Gänge: $\pm$ 0,0003 Sek.

21. Um die relative Gangkonstanz von $\pm$ 0,0003 Sek., die nur wenig schlechter als die Meßgenauigkeit ist, in Beziehung zur absoluten bringen zu können, ist es nötig, Klarheit darüber zu gewinnen, welche Einflüsse auf beide Uhren gleichzeitig, in gleicher Stärke und gleicher Phase so wirksam sein könnten, daß bei der Differenzmessung eine dadurch bedingte Gangänderung gleicher Größe an beiden Uhren nicht in Erscheinung tritt. Solche Einflüsse könnten sein: Änderung der Zimmertemperatur und Änderung des Luftdruckes. Kontrollmessungen zeigten, daß eine Änderung der 30° C-Thermostatentemperatur um 1° C die Temperatur des 40° C-Thermostaten nicht mehr als allerhöchstens um 0,002° C verändert, daß also Schwankungen des Zimmertemperaturniveaus, die das 30°-C-Niveau nur um Zehntel Grade ändern, mit ihrem Einfluß auf das 40° C-Niveau weit unter 0,002° C bleiben müssen. Dies bedeutet, daß gleichzeitige gleichgroße Gangänderungen an beiden Uhren, verursacht durch Zimmertemperaturschwankungen, kaum mehr als wenige Zehntausendstel Sekunden betragen können.

22. Eine Änderung des Luftdruckes übt, da sich der Quarzstab in einem evakuierten Gefäß befindet, nur über eine Änderung der Schalttemperatur des 40° C-Kontaktthermometers Einfluß auf den Uhrgang aus. Kontrollmessungen sind in einfacher Weise nicht ausführbar. Es dürften jedoch, nimmt man mittlere Druckschwankungen von 10 mm *Hg* an, Gangänderungen von einigen Zehntausendsteln Sekunden bei beiden Uhren gleichzeitig möglich sein, da bei empfindlichen Thermometern erfahrungsgemäß 1 mm Druckänderung eine Temperaturverschiebung von etwa 0,0001° C bewirken kann.

23. Der gleichzeitige Einfluß von Temperatur- und Druckschwankungen könnte demnach mit etwa $\pm$ 0,0005 Sek. Gangänderung angesetzt werden, addieren wir hierzu die gemessene relative Änderung der Gänge von $\pm$ 0,0003 Sek. hinzu, so erhält man eine absolute Gangkonstanz von $\pm$ 0,0008 Sek.

Es ergibt sich daher für Stunden und Tage eine Konstanz der Gänge beider Uhren gegeneinander von

$$\pm 0{,}0003 \text{ Sek., d. h. } \pm 4 \cdot 10^{-9}$$

und eine absolute Gangkonstanz einer Uhr innerhalb von

$$\pm 0{,}001 \text{ Sek., d. h. } \pm 1 \cdot 10^{-8}.$$

24. Es ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß noch andere, uns unbekannte Einflüsse die Gänge beider Uhren gleichzeitig ändern können. Darum werden zwei weitere Uhren aufgestellt, die sich von Uhr I und Uhr II durch einen vielmals kleineren Temperaturkoeffizienten und völlig andere Dimensionierung des Steuerquarzes unterscheiden, so daß Aufschlüsse in dieser Hinsicht zu erwarten sind.

C. Signalfehler des Nauener Koinzidenzsignales nach Quarzuhr I.

25. Mit dem mittleren täglichen Gang jedes der fünf Intervalle haben wir die Signalfehler S_2 des Koinzidenzstriches $13^h\ 1^{min}$ MEZ. nach Quarzuhr I berechnet. Die Ergebnisse sind mit

den mittleren astronomischen Signalfehlern S_1[1]) in Tabelle III zusammengestellt. Die Signalfehler S_2 der Quarzuhr I stimmen meist bis auf 0,01 Sek. mit den mittleren astronomischen Signalfehlern S_1 überein, es kommen jedoch, wie die Messungen im Februar zeigen, auch größere Abweichungen vor, die die geschätzte Unsicherheit von 0,03 Sek. übersteigen. (Anfang Februar änderte die Gruppe Paris-Greenwich stark ihren Stand gegen Potsdam-Hamburg.)

Tabelle III.

S_1 mittlere astronomische Signalfehler von Nauen nach Potsdam, Hamburg, Greenwich, Paris und S_2 Signalfehler nach Quarzuhr I in Tausendstel Sekunden.

Datum	Januar		Februar		März		April		Mai		Juni		Juli	
1932	S_1	S_2	S_1	S_2	S_1	S_2	S_1	S_2	S_1	S_2	S_1	S_2	S_1	S_2
1.			− 50	− 8	+ 18	+ 7	− 87	− 87	+ 19	—	+ 6	+ 40		− 14
2.			− 48	+ 3	+ 50	—	+ 27	+ 25	+ 18	+ 11	− 8	+ 19		+ 36
3.			− 66	− 19	+ 12	0	+ 112	—	+ 83	+ 66	− 64	− 29		—
4.			− 78	− 15	+ 5	0	+ 12	+ 9	+ 108	+ 102	+ 1	+ 29		—
5.			− 75	− 20	+ 28	+ 17	− 5	− 12	+ 32	—	+ 3	—		+ 61
6.			+ 6	+ 56	+ 15	+ 17	+ 48	+ 50	+ 7	+ 10	− 33	− 13		+ 49
7.			+ 20	+ 71	− 8	− 21	+ 36	+ 29	+ 45	+ 54	− 19	+ 5		+ 18
8.			+ 386	+ 428	+ 36	+ 25	− 31	− 29	+ 16	—	− 13	+ 6		+ 6
9.			− 25	+ 23	+ 24	+ 27	− 33	− 30	+ 64	+ 68	+ 66	+ 64		− 30
10.			− 51	− 1	− 53	− 59	− 38	—	+ 82	+ 86	− 2	+ 16		—
11.			+ 25	+ 68	− 57	− 61	− 18	− 10	+ 35	+ 36	− 33	− 14		− 23
12.			+ 45	+ 82	− 53	− 64	− 28	− 21	− 24	− 14	− 45	—		+ 16
13.			− 24	+ 2	− 30	—	− 10	0	+ 27	+ 37	− 26	− 10		—
14.			+ 4	+ 29	− 41	− 54	− 72	− 67	− 77	− 53	− 54	− 47		+ 31
15.			+ 6	+ 17	+ 58	+ 50	− 8	+ 2	− 42	—	− 48	− 43		− 27
16.			− 3	+ 16	0	− 12	+ 37	+ 42	− 49	—	− 52	− 44		− 21
17.			− 34	− 30	+ 1	− 28	− 27	—	+ 58	—	− 5	+ 5		—
18.			− 2	+ 15	+ 21	− 6	− 7	− 4	+ 34	+ 65	+ 10	+ 6		+ 22
19.			− 1	+ 21	− 5	− 34	+ 89	+ 91	+ 3	+ 31	+ 15	—		+ 15
20.			—	—	+ 8	—	+ 44	+ 52	+ 15	+ 48	+ 23	+ 7		− 37
21.			− 81	− 62	+ 25	+ 3	+ 29	+ 26	− 12	+ 20	+ 4	− 3		− 92
22.			− 2	− 2	− 19	− 30	+ 39	+ 34	− 10	—	+ 20	+ 22		− 52
23.			− 45	− 45	+ 6	+ 6	+ 107	+ 102	+ 7	+ 28	+ 50	+ 47		
24.			− 52	− 60	+ 11	− 2	− 8	—	− 33	− 1	− 12	− 15		
25.			− 56	− 68	+ 8	—	+ 23	+ 11	− 15	+ 3	− 58	− 51		
26.			− 9	− 17	− 37	—	+ 22	+ 18	− 59	− 34	− 78	—		
27.	− 3	− 3	− 16	− 33	+ 18	—	+ 82	+ 80	− 50	− 31	− 5	+ 11		
28.	− 30	− 30	− 29	− 41	− 39	− 57	+ 30	+ 27	− 82	− 56	+ 5	+ 33		
29.	− 26	− 13	− 14	− 21	+ 16	+ 12	0	+ 4	+ 9	—	+ 20	+ 29		
30.	+ 29	+ 44			− 25	− 26	− 12	− 15	− 13	+ 17	+ 21	—		
31.	− 30	− 13			+ 26	+ 34			+ 22	+ 54				

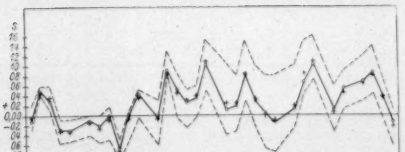


Fig. 3.

In Fig. 3 haben wir für Intervall III, für das die Übereinstimmung von S_1 und S_2 eine sehr gute ist, den Verlauf der Signalfehler S_2 nach Quarzuhr I und der mittleren astronomischen Signalfehler S_1 dargestellt; die gestrichelten Linien sind die obere und untere Grenze, zwischen welchen die gemessenen Einzelsignalfehler der Zeitinstitute streuen.

26. Bildet man die täglichen Gänge des Nauener Zeichens sowohl nach Quarzuhr I als auch nach dem mittleren astronomischen Signalfehler und berechnet man die Differenz der bei-

[1]) Der Einzelsignalfehler wird von den Instituten in Potsdam und Hamburg bis auf 0,01 Sek., in Greenwich und Paris bis auf 0,001 Sek. angegeben; das Mittel S_1 ist rechnerisch nicht genauer als $\pm$ 0,001 Sek. bestimmt.

Tabelle IV.

Gangdifferenzen in Tausendstel Sekunden.

Datum 1932	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni
1.		−27	+ 4	+ 8	—	− 2
2.		− 9	—	+ 1	+ 3	+ 7
3.		+ 4	+ 1	—	+10	− 8
4.		−16	—	+ 1	−11	+ 7
5.		+ 8	− 1	+ 4	—	—
6.		+ 5	—	− 9	− 9	+ 8
7.		—	+ 1	+ 9	− 6	− 4
8.		+ 8	− 2	− 9	—	+ 5
9.		− 5	−14	0	+ 5	—
10.		− 2	+ 9	—	0	+ 1
11.		+ 7	− 2	—	+ 4	− 1
12.		+ 6	+ 8	− 4	− 9	—
13.		+11	—	− 3	0	+ 3
14.		—	+ 2	+ 4	−14	+ 9
15.		+15	− 5	− 5	—	+ 2
16.		− 9	+ 3	+ 5	—	− 3
17.		+16	+18	—	—	− 2
18.		−13	− 2	+ 2	− 7	+14
19.		− 4	+ 2	+ 1	+ 3	—
20.		—	—	− 6	− 5	+12
21.		—	− 6	+11	+ 1	− 9
22.		+21	−12	+ 2	—	− 9
23.		+ 1	−10	0	+11	+ 5
24.		+ 8	+13	—	−11	0
25.		+ 4	—	+ 7	+14	−10
26.		− 4	—	− 8	− 7	—
27.		+ 9	—	− 2	+ 6	− 9
28.	0	—	—	+ 2	− 7	−12
29.	—	−10	− 9	− 7	—	+19
30.	−16		− 4	+ 7	− 4	—
31.	—		− 9		− 2	

den Gänge[1]), so liegen von 120 Gangdifferenzen (Tabelle IV)

48 zwischen 0,000 und 0,004 Sek.,
46 „ 0,005 „ 0,009 Sek.,
18 „ 0,010 „ 0,014 Sek.,
6 „ 0,015 „ 0,019 Sek.,
2 bei 0,025 Sek.;

daraus ergibt sich eine mittlere Schwankung des Einzelwertes der Gangdifferenz von ± 0,008 Sek. Von diesem Betrag sind nach Absatz 12 etwa zwei Tausendstel Sekunden durch Aufnahmefehler des Zeitzeichens bedingt, eine Tausendstel Sekunde nach Absatz 23 Schwankung des täglichen Ganges der Uhr I, so daß ± 0,005 Sek. als mittlere tägliche Gangschwankung des astronomischen mittleren Signalfehlers übrigbleibt.

1) Die Gangdifferenzen konnten bisher für die Monate Januar bis Juni berechnet werden; dabei wurde jedoch von der Bildung der Differenzen für solche Tage abgesehen, an denen ein oder mehrere Signalfehler der Zeitinstitute zur Berechnung der mittleren astronomischen Zeitkorrektion fehlten.

D. Die Quarzuhr als Frequenznormal.

27. Die Quarzuhr findet in der Reichsanstalt in sehr starkem Maße bei Frequenzmessungen sehr hoher Genauigkeit Verwendung, wobei die in den drei Frequenzteilerstufen erzeugten Frequenzen von 10000, 1000 und 333 Hz als Normalfrequenzen dienen. Meßleitungen, die mit den Schwingungskreisen der in Fig. 1 angedeuteten Frequenzteiler sehr lose gekoppelt sind, übertragen die Normalfrequenzen auf Apparate, die die zu messende Frequenz mit einer der Normalfrequenzen vergleichen.

28. Diese drei Normalfrequenzen haben die gleiche Konstanz wie der tägliche Gang der Uhr; d. h. die Normalfrequenzen einer Uhr (I) sind innerhalb einer Beobachtungszeit von fast sechs Monaten bis auf

$$\pm 2 \cdot 10^{-8},$$

innerhalb von Tagen und Stunden bis auf

$$\pm 1 \cdot 10^{-8}$$

konstant geblieben; die Normalfrequenzen beider Uhren sind innerhalb von Tagen und Stunden gegeneinander auf

$$\pm 4 \cdot 10^{-9}$$

konstant geblieben.

III. Zusammenfassung.

29. Der technische Aufbau der aus Steuerquarz, Röhrensender, zwei Verstärkerstufen, drei Frequenzteilerstufen, dem Synchronmotor und dem Zeitgeber bestehenden Quarzuhr wird beschrieben.

Die Meßergebnisse an zwei derartigen Uhren wurden diskutiert. Es ergab sich:

über eine halbjährliche Beobachtungsdauer für eine Uhr (I) eine absolute Gangkonstanz bzw. Frequenzkonstanz von ± 0,002 Sek. bzw. $2 \cdot 10^{-8}$;

über Tage und Stunden für eine Uhr (I) eine absolute Gangkonstanz bzw. Frequenzkonstanz von ± 0,001 Sek. bzw. $\pm 1 \cdot 10^{-8}$, eine Gangkonstanz bzw. Frequenzkonstanz beider Uhren gegeneinander von ± 0,0003 Sek. bzw. $\pm 4 \cdot 10^{-9}$

A. Bühl (Zürich), Beugungsversuche mit langsamen Elektronen.

Um Elektronenbeugung bei Strahlen von nur einigen hundert Volt Beschleunigungsspannung ohne die Schwierigkeit der Herstellung äußerst dünner Folien zu erhalten, mußte ein Verfahren gesucht werden, das trotz der geringen Intensitäten einen sicheren Nachweis der Erscheinung gewährleistet. Als Präparate kommen dann in erster Linie Pulver in Frage, in so dünner Schicht, daß Braggsche Oberflächenreflexionen in genügender Zahl stattfinden können, ohne daß die Elektronen die Kristallkörner durchdringen müssen.

Auf einer photographischen Platte hinter dem Präparat würden also Debye-Scherrer-Ringe entstehen. Nun ist aber die photographische Wirkung solch langsamer Elektronen gering (etwa 10^5mal längere Belichtungszeit bei gleicher Elektronendichte als bei 20 kV), und es wird schwierig, während vieler Stunden konstante Versuchsbedingungen einzuhalten.

Es wurde daher eine neue Methode zur Beobachtung der Beugung angewandt, bei der alle Elektronen, die im photographischen Verfahren einen bestimmten Beugungsring ergeben würden, durch ein longitudinales, homogenes Magnetfeld wieder in einem Punkt, dem Auffänger, vereinigt werden. Solche Längsfelder hat man schon oft zur Konzentration eines divergenten Elektronenbündels verwandt. Hier wird dagegen von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß die Wiedervereinigungsweite der Strahlen bei gegebenem Magnetfeld eine Funktion des Winkels zwischen Feldachse und Strahl ist. Es gilt

$$b = \frac{2\pi v}{H \cdot e/m} \cos\vartheta , \qquad (1)$$

wonach bei gegebener Elektronengeschwindigkeit v cm/sec und gegebenem Feld H Gauß die Wiedervereinigungsweite b proportional dem Kosinus des Beugungswinkels ist.

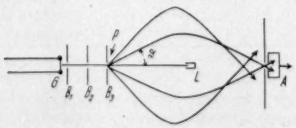


Fig. 1.

Auf Grund dieser Überlegungen läßt sich folgende Anordnung treffen[1]) (Fig. 1). Die vom Glühdraht G kommenden Elektronen treffen nach Passieren der Blende B_1, B_2 und B_3 das Präparat P und werden zum Teil gebeugt. Blendet man den in Fortsetzung des einfallenden Strahles weiterlaufenden direkten Strahl bei L ab, so wird der Auffänger A normalerweise überhaupt nicht von Elektronen getroffen. Bei Anwesenheit eines magnetischen Längsfeldes jedoch beschreiben die gebeugten Strahlen Schraubenlinien und können bei geeigneter Wahl von H gemäß Gleichung (1) nach A gelangen. (In der Fig. 1 sind die räumlichen Schraubenlinien so dargestellt, daß die Ordinaten den Abständen von der Apparatachse entsprechen.)

Verändert man also die Stärke des Magnetfeldes kontinuierlich, so gelangen die einzelnen Beugungsringe nacheinander in den Auffänger. Trägt man die gemessenen Elektrometerstromstärken als Funktion von H auf, so hat man unmittelbar die Intensitätsverteilung im Beugungsbild, also das gleiche, was beim Debye-Scherrer-Verfahren mit Röntgenstrahlen erst die Photometerkurve der photographischen Ringaufnahmen liefert. Man umgeht damit auch die Schwierigkeiten, die in der Auswertung einer photographischen Platte wegen der Schwärzungsgesetze und der Photometrierung liegen. Im übrigen bietet das Verfahren wichtige Vorzüge: man vermeidet bewegliche Teile im Vakuum, kann konstante Elektronengeschwindigkeiten für alle Beugungswinkel verwenden (gleiche Eindringungstiefe!) und hat vor allem große Intensität im Auffänger, da alle zu einem Beugungsring gehörenden Elektronen gemessen werden.

Die verwendete Apparatur ist in Fig. 2 dargestellt. Das Vakuumgefäß besteht aus einer

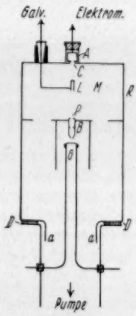


Fig. 2.

zylindrischen Messingbüchse R von 6 cm Durchmesser und 9 cm Länge. Es ist mittels der Gummidichtung D auf die Pumpleitung aufgesetzt. Als Elektronenquelle dient ein mit Oxyd bedecktes Nickelband. Die Glühbandmitte, der Emissionsfleck, ist durch symmetrische Verteilung

1) A. Bühl, Naturw. **20**, 317, 1932; Helv. Phys. Acta **V**, 215, 1932.

von Heizwiderstand und Heizbatterie bequem auf definiertem Potential zu halten.

Das Blendensystem, sorgfältig zentriert, war 10 mm lang, die erste Blende hatte 0,2 mm Durchmesser, die letzte 0,1 mm. Die beugende Substanz befand sich am Rand der letzten Blende. Näheres über das Präparat siehe weiter unten.

Der Hauptauffänger A ist mit Quarz isoliert eingekittet. Die Öffnung c in der Wand der Büchse R hat 1 mm Durchmesser, die darüber befindliche Eintrittsöffnung in den Auffangraum ist 3 mm groß. Der Abstand beider Löcher beträgt 0,5 mm, damit auch bei großen Beugungswinkeln (der Einfallswinkel am Auffänger ist gleich dem Beugungswinkel[1]) ebensoviel Elektronen zur Messung kommen wie bei kleinen Winkeln.

Zur Aufnahme des direkten Strahles dient das Röhrchen L, das an einem mittels Schliff drehbaren Arm sitzt und mit einem Galvanometer verbunden ist. Die Drehbarkeit erlaubt einerseits, die Zentrierung festzustellen, denn bei weggeklapptem Mittelauffänger muß der direkte Strahl bei richtiger Zentrierung nach A gelangen. Andererseits muß bei allmählichem Einschwenken der Strom im Galvanometer plötzlich einsetzen, wenn das Vakuum gut ist. Schließlich erlaubt die Galvanometerbeobachtung während der Beugungsmessung eine Kontrolle der Konstanz des Nullstrahles.

Zur Herstellung des Magnetfeldes dient eine 20 cm lange Spule mit einem inneren Durchmesser von 6,5 cm, die in zehn Lagen gewickelt ist. Da ein gut homogenes Feld im ganzen Bereich des Strahlverlaufes notwendig ist, wird die Divergenz der Feldlinien durch zwei ringartige Hilfswicklungen kompensiert. Man erreicht so, daß im ganzen Strahlbereich die Streuung weniger als 0,4 Proz. beträgt[2]). Die Feldspule wurde ballistisch durch Vergleich mit einer einlagigen Präzisionsspule geeicht. Bei 1 Ampere erzeugte sie im Mittelpunkt ein Feld von $131{,}34 \pm 0{,}15$ Gauß in sehr guter Übereinstimmung mit dem aus den Spulendimensionen berechneten Wert von $131{,}22 \pm 0{,}1$ Gauß. Innerhalb des bei der Anwendung von den Elektronen durchlaufenen Bereichs war experimentell keine Abweichung vom Mittelpunktswert feststellbar.

Als Präparate wurden Pulver verwendet, die durch plötzliches starkes Verdampfen der Substanz auf dem Blendenrand niedergeschlagen sind. Bei Silber konnte zu diesem Zweck ein Draht unter hoher Strombelastung durchgebrannt werden. Dies geschah kurz vor der Beugungsmessung im Hochvakuum, so daß eine ziemlich reine und gasfreie Oberfläche vorgelegen haben dürfte. Die Blenden mit 0,1 mm Durchmesser wurden durch die Bestäubung nicht vollständig verstopft, sondern im Mikroskop sah man deutlich, wie der Rand mit vielen kleinen Körnchen bedeckt ist. Es handelt sich also um ziemlich grobkörniges Pulver, so daß man wohl annehmen darf, daß eine Beugung nur durch Oberflächenreflexionen im Braggschen Sinne bei geeignet orientierten Teilchen zustande kommt. Die großen Kristallblöckchen dürften für so langsame Elektronen, wie sie hier zur Anwendung kommen, ganz undurchdringlich sein.

Bei Silber gelang die Herstellung gut beugender Präparate fast stets. Kupfer machte bisher

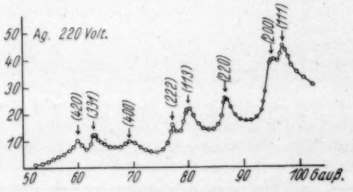


Fig. 3.

noch Schwierigkeiten. Es waren noch keine guten Beugungserscheinungen zu beobachten. Gut wirkt Magnesiumoxyd, durch Verbrennen von Metall direkt vor der Blende erzeugt, und auch Ruß. Weitere Substanzen sollen noch untersucht werden.

Fig. 3 zeigt eine Aufnahme an Silber als Beispiel.

Die Auswertung der Messungen geschah auf Grund der oben erwähnten Überlegung, daß es sich offenbar um Oberflächenreflexionen nach Bragg mit geringer Eindringtiefe handelt. Unter dieser Annahme gilt

$$\sin \vartheta/2 = \sqrt{\frac{n^2 \lambda^2}{4 d^2} - \mu^2 + 1}\,, \qquad (2)$$

worin ϑ den äußeren Beugungswinkel, d den Netzebenenabstand, n die Ordnung und μ den Brechungsindex für Elektronen bedeutet.

Führt man die Voltgeschwindigkeit V durch $\lambda = \sqrt{\frac{150}{V}}$ Å und das innere Potential E_0 durch $\mu = \sqrt{\frac{V + E_0}{V}}$ ein, so geht die Gleichung (1) unter Verwendung von (2) über in

$$H = A \cos \vartheta = A \left(1 - \frac{150 n^2}{2 d^2 V} + \frac{2 E_0}{V}\right). \qquad (3)$$

1) Im vorliegenden Falle bis zu 60°.

2) Einzelheiten über die Hilfswicklungen, die ein äußerst bequemes Mittel zur Herstellung ausgedehnter homogener Magnetfelder darstellen, siehe A. Bühl u. F. Coeterier, Physik. Zeitschr. **33**, 773, 1932.

A enthält außer der Voltgeschwindigkeit nur Konstanten.

Bei 220 Volt und einer Gitterkonstante für Silber mit 4,06 Å hat man bei der verwendeten Apparatur schließlich

$$E_0 = 110\,(H_{\text{beob.}} - 104 + 2{,}16\,(h^2 + k^2 + l^2))\ \text{Volt}$$

(h, k, l) die Indizes der reflektierenden Flächen, also einen sehr bequemen Ausdruck für E_0.

Tabelle.

	$104 - 2{,}16\,(h^2+k^2+l^2)$	$H_{\text{beob.}}$
(111)	97,52	97
(200)	95,35	95
(220)	86,8	86
(113)	80,2	80
(222)	78,0	79
(400)	69,4	70
(331)	63,0	63
(420)	60,8	60

In der Tabelle sind die beobachteten H-Werte für Silber mit dem Betrag $104 - 2{,}16\,(h^2+k^2+l^2)$ verglichen. Sie stimmen innerhalb der Fehlergrenze von ± 1 Gauß überein, so daß daraus $E = 0 \pm 2$ Volt folgen würde.

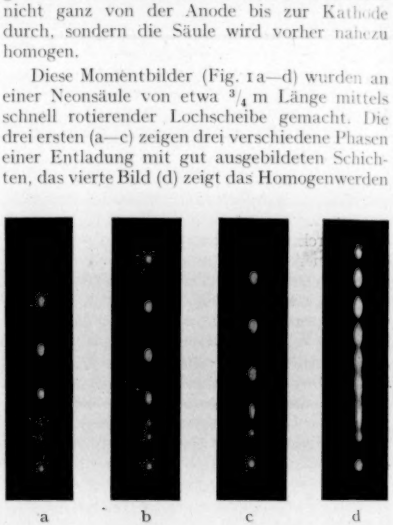
Dieses Ergebnis steht in auffallendem Gegensatz zu Beobachtungen an Einkristallen, wo man innere Potentiale von etwa + 14 Volt findet. Lediglich bei Vielkristallen ist auch mit erheblich schnelleren Elektronen ein merkliches Gitterpotential nicht in Erscheinung getreten. Man hat diesen Befund bisher damit zu deuten versucht, daß man einen vollständigen Durchgang der Elektronen durch die Kristallite annahm, wobei dann der Einfluß eines inneren Potentials unmerklich würde. Bei diesen langsamen Strahlen von nur 220 Volt erscheint jedoch diese Erklärung sehr fraglich. Es sind weitere Versuche zu dieser Frage im Gange.

Im übrigen sind mit der neuen Methode alle nach dem Gittertypus zu erwartenden Interferenzen gefunden, und es sind auch keine Beugungsmaxima beobachtet, für die halbzahlige Indizes herangezogen werden müßten.

W. Pupp (Berlin), Über laufende Schichten in der positiven Säule von Edelgasen.

In der positiven Säule von Edelgasen kann man laufende Schichten beobachten, am einfachsten mit Hilfe eines Drehspiegels, dessen Drehachse parallel zum Entladungsrohr steht. Photographieren läßt sich diese Erscheinung am besten auf bewegter Platte. Solche Bilder hat schon Samson 1925 veröffentlicht. Man erhält auf diese Weise ein Weg-Zeit-Diagramm jeder einzelnen Schicht. Dabei zeigt sich, daß es Schichten konstanter und veränderlicher Geschwindigkeit gibt. Unter Umständen laufen die Schichten nicht ganz von der Anode bis zur Kathode durch, sondern die Säule wird vorher nahezu homogen.

Diese Momentbilder (Fig. 1a—d) wurden an einer Neonsäule von etwa $^3/_4$ m Länge mittels schnell rotierender Lochscheibe gemacht. Die drei ersten (a—c) zeigen drei verschiedene Phasen einer Entladung mit gut ausgebildeten Schichten, das vierte Bild (d) zeigt das Homogenwerden



a b c d

Fig. 1a–d.

der Säule bei größerer Stromstärke. Es erfolgt am kathodischen Ende der Säule zuerst.

Dem optischen Vorgang der laufenden Schicht ist eine elektrische Feldverteilung unmittelbar zugeordnet, die ihrerseits Potentialschwankungen bedingt. Gewöhnlich werden diese durch laufende Schichten bedingten Vorgänge durch Schwingungsvorgänge in anderen Teilen der Entladung überdeckt und gestört. Schwingungen an der Kathode ließen sich durch geeignete Wahl der Glühtemperatur leicht vermeiden. Den Hauptstörenfried stellen bei allen bisher bekanntgewordenen Untersuchungen die Anodenschwingungen dar. Es ist gelungen, diese Störschwingungen durch einen einfachen Kunstgriff restlos zu beseitigen, nämlich durch Anbringung einer zweiten Glühkathode in unmittelbarer Nachbarschaft der Anode. Die Wirkung beruht wohl auf der Kompensierung positiver Raumladung durch die emittierten Elektronen. Ich hoffe, in der Vorführung am Schlusse meiner Ausführungen unter anderem auch die Wirkung dieser zweiten Kathode zeigen zu können.

Insbesondere wird durch sie die Herstellung einer homogenen, d. h. nachweislich schwingungsfreien Säule ermöglicht.

Um eine Übersicht über das Erscheinungsgebiet der laufenden Schichten zu gewinnen, wurden etwa zehn verschieden lange und weite Rohre mit den Edelgasen *He*, *Ne*, *Ar*, *Kr* bei Drucken zwischen rund $^1/_2$ bis 5 mm Q.-S. und Stromstärken von $^1/_2$ bis 15 Amp. (beim weitesten Rohr) untersucht. Zur Beobachtung der Schichtweite dienten zwei Photozellen in Verbindung mit einer Braunschen Röhre (Fig. 2). Durch Änderung des Abstandes der Zellen parallel zur Längsachse der positiven Säule entstehen auf dem Schirm der Braunschen Röhre verschiedene Lissajousche Figuren. Eine beliebige Figur wiederholt sich periodisch, wenn der Abstand der Photozellen um ein ganzes Vielfaches einer Schichtweite verändert wird. Zur Messung der Frequenz wurde statt der einen Photozelle ein geeichter Tonfrequenzsender an ein Plattenpaar angeschaltet. Aus der Lissajouschen Figur geht dann das Frequenzverhältnis hervor.

Aus den Meßergebnissen von Schichtweite und Frequenz sei ein spezielles Beispiel herausgegriffen: Argon, Rohrdurchmesser 1,86 cm (Fig. 3). Um im Rahmen dieses Vortrages deut-

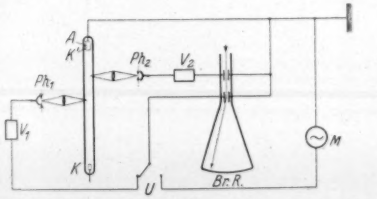
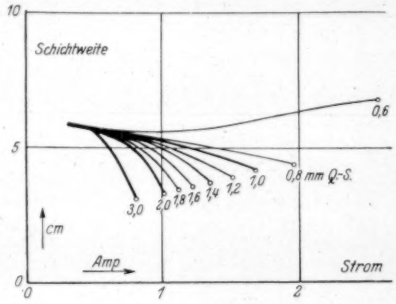


Fig. 2. Anordnung von zwei Photozellen zur Messung der Schichtweite.

lich zu sein, sind die Kurven schematisiert gezeichnet. Als Parameter ist der Druck in gleichmäßigen Stufen angeschrieben. Die tatsächlichen Meßwerte zeigen Abweichungen von den glatten Kurven, die nicht als Fehler zu betrachten sind, sondern als eine Art Feinstruktur, die an anderem Orte zu diskutieren sein wird. Die Frequenz ist offenbar von der Stromstärke im wesentlichen unabhängig. An den mit einem kleinen Kreis bezeichneten Stellen brechen die Kurven ab, da die Säule in die homogene Form übergeht, wenn der Strom oder der Druck weiter erhöht wird. Diese Stromstärke will ich weiter unten als Grenzstrom schlechthin bezeichnen. Das andere Ende der Kurven der Schichtweite läuft in einen Grenzwert zusammen. Nach den bisher vorliegenden Beobachtungen hat es den Anschein, als wenn bei den untersuchten Gasen, Drucken und Rohrweiten die Schichtweite etwa den dreifachen Wert des Rohrdurchmessers als Grenzwert erreicht und nicht überschreiten kann. Bei Unterschreitung einer gewissen Stromstärke waren Schichten konstanter Geschwindigkeit nicht mehr zu erhalten.



Argon, Rohrdurchmesser 1,86 cm

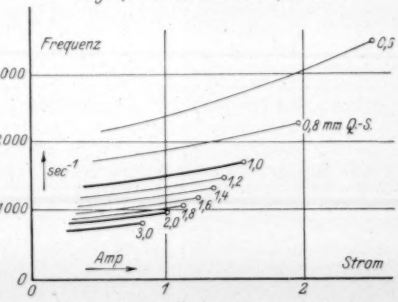


Fig. 3. Schematische Übersicht einer Meßreihe.

Der Grenzstrom zeigt eine Eigentümlichkeit, die es gestattet, sämtliche Beobachtungswerte in einem Diagramm (Fig. 4) übersichtlich unterzubringen. Der Einfluß der Rohrweite ist gegenüber dem Druck und der Gasart so gering, daß alle Meßpunkte auf den schraffierten Bändern liegen. Aus diesem Diagramm kann man beispielsweise entnehmen, daß für Helium von 1 mm Q.-S. Druck bei den untersuchten Rohrweiten der Grenzstrom in dem Intervall von 10 bis 12 Amp. zu erwarten ist. Der Übergang von laufenden Schichten zur homogenen Säule erfolgt in einem speziellen Fall mehr oder weniger schroff. Das hängt auch noch von der Rohrlänge ab, da die homogene Säule von dem kathodischen Ende zur Anode nach und nach sich vorschiebt.

Nach diesen mehr phänomenologischen Schilderungen kann ich noch über einige Ergebnisse oszillographischer Sondenmessungen an laufenden Schichten in Argon berichten (Fig. 5). Die

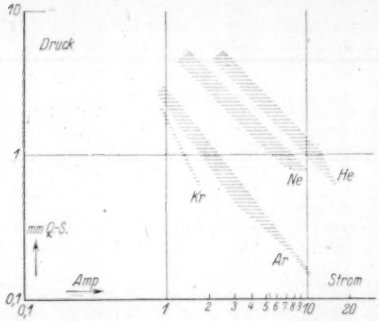


Fig. 4. Übergang von laufenden Schichten zur homogenen Säule. Rohrdurchmesser = 1,5 - 5,5 cm.

Sonde S war über einen festen Ohmschen Widerstand R mit einem konstanten, aber wählbaren Potential verbunden. Die Schwankungen der Sondenspannung wurden verstärkt an einer Braunschen Röhre beobachtet. Aus dieser Spannung läßt sich mit den anderen Daten des Stromkreises auch der Sondenstrom berechnen. Aus einer Reihe von Spannungskurven, die entsteht, wenn man das konstante Potential am Ende des Widerstandes R stufenweise in weiten Grenzen ändert, kann man Sondencharakteristiken für jede Phase der laufenden Schicht zusammenstellen. Die Photozelle in der Zeichnung dient zur gleichzeitigen Beobachtung des Helligkeitsverlaufes zwecks Anschluß der Phase an den optischen Vorgang. Die für beide Braunsche Röhren gemeinsame Zeitablenkung wird unter

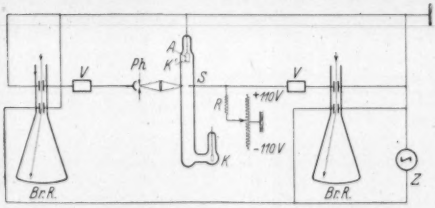


Fig. 5. Anordnung zur dynamischen Sondenmessung. Beobachtung der Phasenlage mittels Photozelle.

Verwendung eines gittergesteuerten Thyratrons erhalten. Die Synchronisierung und Phaseneinstellung der Zeitablenkung erfolgt durch eine zweite, nicht gezeichnete Photozelle.

Zur Veranschaulichung der optischen und elektrischen Vorgänge zeige ich einige Oszillogramme (Fig. 6a—d). Rechts sehen Sie den Helligkeitsverlauf bei 1, 2 und 3 Amp. Bei

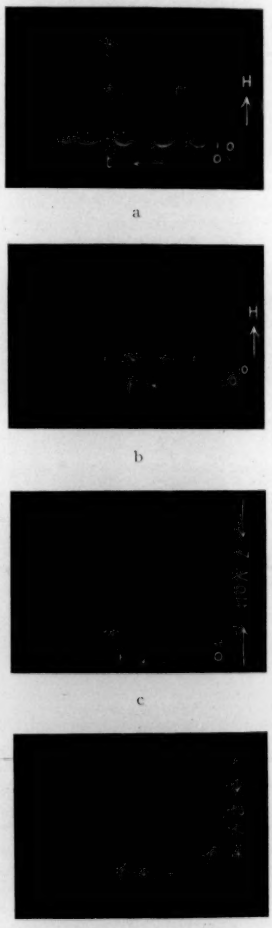


Fig. 6a—d.

1 Amp. (a) sind die Schichtzwischenräume dunkel, bei 2 Amp. (b) gewinnen sie etwas an Helligkeit und bei 3 Amp. (a, oben) ist die Säule homogen. Andere Arten des Helligkeitsverlaufes

wurden nie beobachtet. Die beiden Spannungsoszillogramme (c und d) einer stromlosen Sonde für $R = \infty$ sehen einander sehr unähnlich, und doch gehören sie beide zum gleich aussehenden optischen Vorgang. An den einzelnen Punkten des Entladungsrohres findet man nämlich Stellen starker und schwacher Potentialschwankungen, je nach dem in Schichtweiten gemessenen Abstand von der Anode. Eine Deutung dieses Sachverhaltes steht im Augenblick noch aus.

Bei der praktischen Durchführung der dynamischen Sondenmessungen mit stromführender Sonde bei $R = 2350$ Ohm beschränkte ich mich auf unmittelbare Ausmessung der Sondenspannungskurven in sechs Phasen einer Schicht. Phase VI liegt am Helligkeitsmaximum. Behandelt man die so erhaltenen Stromspannungskurven in üblicher Weise als Sondencharakteristik und trägt man die Elektronenströme in halb logarithmischer Darstellung auf, so liegen die Meßpunkte im allgemeinen gut auf einer Geraden (Fig. 7). Man kann also annehmen, daß die Elektronengeschwindigkeiten der Maxwellverteilung folgen. Nur in Phase I (in anderen Meßreihen ist es zum Teil Phase VI) zeigt sich eine starke Abweichung von der Geradlinigkeit, die aber in der folgenden Phase wieder verschwindet. Durch die starke Lichtanregung ist die Maxwellverteilung anscheinend vorübergehend stark gestört. Im vorliegenden Beispiel ist nach etwa einer Fünftausendstelsekunde alles wieder ausgeglichen.

Betrachten wir die Neigung der Geraden, die für die Elektronentemperatur ein Maß bildet, so erhalten wir für die einzelnen Phasen folgendes Bild. Im Helligkeitsmaximum haben die Elektronen so viel Energie abgegeben, daß sie kurz danach in Phase II ihre niedrigste Temperatur haben. Dann nimmt die Temperatur erst langsam (wegen noch vorhandener Lichterzeugung) und im Dunkelraum schneller zu. In Phase V, also kurz vor dem Schichtbeginn, haben sie die höchste Energie erreicht, um sie dann von neuem so stark am Helligkeitsmaximum abzugeben, daß die Maxwellverteilung zerstört wird. Die Ionenströme zeigen einen Verlauf, der dem Helligkeitsverlauf durchaus analog ist. In anderen Meßreihen ergaben sich an der Stelle absoluter Dunkelheit sogar Ionenströme von unmeßbar kleiner Größe. Gewisse Besonderheiten dieses Teiles der Sondencharakteristiken bedürfen noch der Klärung.

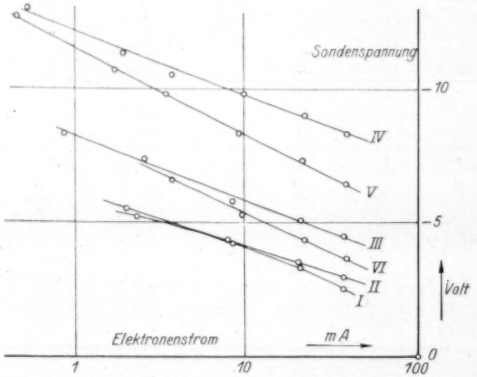


Fig. 7. Beispiel einer dynamischen Sondenmessung in sechs Phasen. Argon; 0.76 mm Q.-S.; 1 Amp.; Durchmesser = 5.57 cm.

Eine eingehende Diskussion aller berührten Fragen wird erst nach Bearbeitung des vollständigen Beobachtungsmaterials möglich sein. Die Messungen sind noch nicht abgeschlossen.

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der anorganischen Chemie. Herausgegeben von R. Abegg, Fr. Auerbach und J. Koppel. Vierter Band, dritte Abteilung, zweiter Teil, B, Lieferung 2. Komplexe Zyanide des Eisens von H. Carlsohn. Leipzig 1932. S. Hirzel. Geh. RM 24.—.

Es ist sehr erfreulich, daß nunmehr wieder eine weitere Lieferung des Eisenbandes von Abegg erschienen ist. Die vorliegende Lieferung behandelt die komplexen Cyanide des zwei- und dreiwertigen Eisens. Die Hauptabschnitte der Darstellung sind: Hexacyanide des zweiwertigen Eisens, Hexacyanide des dreiwertigen Eisens, Eisen- und Kupfersalze der Eisencyanwasserstoffsäure, Pentacyanide des zwei- und dreiwertigen Eisens (Prusso- und Prussiverbindungen), analytisches Verhalten der komplexen Eisencyanide, Kolloidchemie der Eisencyanide, Technologie der Eisencyanverbindungen, Literatur. Man muß dem Verfasser dankbar sein, daß er sich der schwierigen Aufgabe unterzogen hat, die komplexen Eisencyanide zusammenfassend darzustellen. Es war hierfür eine riesige Literaturarbeit erforderlich; denn die einschlägigen Veröffentlichungen gehen zurück bis zum Jahre 1710, in dem das Berlinerblau zuerst beschrieben wurde. (Das Inhaltsverzeichnis enthält 1332 Zitate.) Der

Referent hat den Eindruck gewonnen, daß dem Verfasser die Bewältigung seiner Aufgabe in ausgezeichneter Weise gelungen ist. Die Untersuchungen über die komplexen Cyanide des Eisens interessieren naturgemäß hauptsächlich den Chemiker. Aber auch für den Physiker und physikalischen Chemiker — besonders den an der Erforschung des Molekülbaus interessierten — dürfte die vorliegende Lieferung als Nachschlagewerk sehr wertvoll sein.

A. Schleede.

J. N. Rakshit, Association Theory of Solution and Inadequacy of Dissociation Theory. Kl. 8°. III u. 298 S. Calcutta, S. C. Auddy u. Co. 1930.

Verfasser bespricht älteres und einiges neuere Material, um für die chemische Lösungstheorie einzutreten. Im ganzen kann die Diskussion besonders der physikalischen Konstanten von Lösungen — Dichten, Oberflächenspannungen, Zähigkeiten, Osmotischer Druck, Thermische Eigenschaften, Optische Eigenschaften — wenig befriedigen. Die wichtigsten modernen Ansichten werden zum Teil übergangen, so daß an vielen Stellen die jetzige Lage der Probleme keineswegs ersichtlich wird.

L. Ebert.

A. v. Antropoff u. M. v. Stackelberg, Nachträge zum Atlas der Physikalischen und Anorganischen Chemie für die Jahre 1929 bis 1931. 10 S. Berlin, Verlag Chemie G. m. b. H. 1932. RM 3.—.

Eine wertvolle Ergänzung des in Band 32, 119, 1931 angezeigten Werkes hauptsächlich durch neuere Angaben über Ionenradien in Kristallen, Ionisationsspannungen, Kristallstrukturen, Verbrennungswärmen, Isotopen, sowie durch eine Anzahl einzelner neuer Angaben und zahlenmäßiger Berichtigungen.

L. Ebert.

G. Mie, Elektrodynamik. Handbuch der Experimentalphysik, Band 11, Teil 1. 502 S. Mit 210 Figuren. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1932. RM. 43.—, geb. RM. 45.—.

Das Buch befaßt sich mit den Wechselwirkungen der elektrischen und magnetischen Felder und ist in folgende drei Abschnitte gegliedert: Magnetisches Feld und elektrischer Strom. Die Kraftwirkungen des magnetischen Feldes. Elektrodynamische Felder.

In dem ersten Abschnitt wird insbesondere die magnetische Meßtechnik ausführlich und klar entwickelt. Im zweiten nimmt die Besprechung der empfindlichen Galvanometer — vom Nadelgalvanometer bis zum Kathodenstrahloszillographen — einen großen Raum ein. Der dritte Abschnitt bringt eine Darstellung der Wechselstrom- und Hochfrequenztechnik vom Standpunkte des Physikers. Der Schluß dieses Bandes ist der wichtigen Frage der Einheiten, ihrer Festlegung und Messung gewidmet.

Die Darstellung ist ausgezeichnet. Auf die Fundamentalversuche wird sehr ausführlich eingegangen, die sehr zahlreichen historischen Bemerkungen stören zuweilen den Überblick.

O. Werner.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Professor Dr. Kurt Wegener in Berlin zum a. o. Professor für Meteorologie und Geophysik an der Universität Graz, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Walter Hieber zum außerplanmäßigen Abteilungsleiter im Laboratorium für anorganische Chemie und anorganisch-chemische Technologie der Technischen Hochschule Stuttgart (Berichtigung der Notiz auf S. 736).

Gestorben: Der Herausgeber von Philosophical Magazine William Francis in Eastburne F. L. S.

Gesuche.

JUNG-PHYSIKER

Gasentlad.- u. Vakuumspez., für Röhrenbau, Oxydkath. u. allgemein technisch interessiert, arbeitsfreudig, sprachenkundig, sucht pass. Wirkungskreis **in oder außer Europa.** Ia Ref. Angebote unt. „Arbeit!“ Nr. 40 an die Geschäftsstelle der Physikalischen Zeitschrift.

Angebote.

Aus Privathand zu verkaufen:

Physikalische Zeitschrift, Zeitschrift für Physik, Zeitschrift für technische Physik, Physikalische Berichte, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, sämtlich vollständig bis 1931 incl.
Annalen der Physik nebst Beiblättern 1849—1931.
Philosophical-Magazine 1892—1931.
Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik, vollständig.
Fortschritte der Physik 1893—1900.
Literaturverzeichnis dazu 1902—1919.
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1895—1931.
Kaysers Handbuch der Spectroscopie, Band 1—5.

Angebote unter S. H. 39 an die Geschäftsstelle der Physikalischen Zeitschrift.

Stellenangebot

Junger Physiker

der Interesse für Maschinenwesen des Textil- und Papierfaches hat, zur Einarbeitung gesucht. Sprachkenntnisse erwünscht.

Angebote mit Lebenslauf, Religion, Alter usw. u. K. Z. 5081 bef. Rudolf Mosse, Köln a. Rh.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.